



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΚΑΙ
ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

Φωτοαγωγιμότητα υπό το ενεργειακό χάσμα σε βουρτσιτή GaN
Sub-bandgap photoconductivity in wurtzite GaN

Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία του
Αναστάσιου-Σεβαστιανού Αντωνίου

Επιβλέπων:
Σπύρος Γαρδέλης
Αναπληρωτής Καθηγητής, ΕΚΠΑ

ΑΘΗΝΑ
Ιούνιος, 2021

Πρόλογος

Η παρούσα μεταπτυχιακή διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στα πλαίσια του Διατμηματικού Προγράμματος Μεταπτυχιακών Σπουδών «Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές» του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου και του ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”, υπό την επίβλεψη του κυρίου Σ. Γαρδέλη, αναπληρωτή καθηγητή του τμήματος Φυσικής του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους όσους συνεισέφεραν σε μικρότερο ή μεγαλύτερο βαθμό στην πραγματοποίηση της συγκεκριμένης μελέτης και ξεχωριστά τους δύο καθηγητές μου, οι οποίοι με έχουν εμπνεύσει σε μεγάλο βαθμό τα τελευταία χρόνια. Τον κύριο Σ. Γαρδέλη για την πολύτιμη βοήθειά του, την εμπιστοσύνη, το ενδιαφέρον και τη συμπαράσταση καθόλη τη διάρκεια της εργασίας, στο εργαστήριο του οποίου πραγματοποιήθηκαν τα συγκεκριμένα πειράματα που περιλαμβάνονται στην εργασία. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον κύριο Γ. Παπαϊωάννου, αφυπηρετήσαντα Καθηγητή του ΕΚΠΑ, για την παραχώρηση των δειγμάτων, τη συνολική συνεισφορά του στην οργάνωση και την πραγματοποίηση της συγκεκριμένης μελέτης, αλλά και για την πολύτιμη βοήθειά του σε κρίσιμα σημεία της.

Περίληψη

Οι ενδογενείς ατέλειες στο GaN, οι οποίες εισάγουν ενεργειακές καταστάσεις σε ρόλο παγίδων ηλεκτρονίων ή οπών, εντός του ενεργειακού χάσματος του υλικού, είναι υπεύθυνες για τα φαινόμενα οπτικής μεταστάθειας που εμφανίζονται στο GaN και τους συνδιασμούς του. Στην παρούσα μελέτη, εξετάζονται δύο δείγματα (GaN και AlGaIn/GaN) που έχουν αναπτυχθεί με τη μέθοδο MOCVD, πάχους της τάξεως των μικρομέτρων. Οι ηλεκτρικές μετρήσεις λήφθηκαν με τη μέθοδο Van der Pauw με 4 επαφές σε γεωμετρία τετραγώνου στην επιφάνεια των δειγμάτων.

Η πειραματική διαδικασία περιλαμβάνει μετρήσεις που αφορούν το χαρακτηρισμό του υλικού (GaN), καθώς και μετρήσεις που εστιάζουν στην επίδραση των ατελειών στη φωτοαγωγιμότητα και τα φαινόμενα που σχετίζονται με αυτή. Από τις μετρήσεις του φάσματος της φωτοφωταύγειας, και του φάσματος της φωτοαγωγιμότητας, προσδιορίστηκε το ενεργειακό χάσμα του GaN 3,39 eV σε θερμοκρασία 300 K. Συγκεκριμένα από τη μελέτη του φάσματος της φωτοφωταύγειας για διάφορες θερμοκρασίες, επιβεβαιώνεται τόσο η κρυσταλλική δομή βουρτσιτή του δείγματος, όσο και η σχέση που περιγράφει τη μεταβολή του ενεργειακού χάσματος με τη θερμοκρασία στην περιοχή θερμοκρασιών έως 300 K. Επίσης, από τις μετρήσεις της αγωγιμότητας στην κατάσταση σκότους συναρτήσκει της θερμοκρασίας, προσδιορίζεται η ενέργεια ιονισμού της κυρίαρχης στάθμης δοτών $\sim 11,5$ meV (τιμή κοντά στην ενέργεια ιονισμού του V_N).

Από τις μετρήσεις των μεταβατικών καταστάσεων, αύξησης και μείωσης της φωτοαγωγιμότητας (λόγω ενδογενούς και εξωγενούς απορρόφησης), παρατηρήθηκαν οι μεγάλοι χρόνοι μέχρι να φτάσουν τα δείγματα στη σταθερή κατάσταση φωτοαγωγιμότητας αλλά και αποκατάστασης των δειγμάτων (παραμένουσα φωτοαγωγιμότητα). Το φαινόμενο της παραμένουσας φωτοαγωγιμότητας αποδίδεται στη μετασταθή φύση των ενδογενών ατελειών του GaN, οι οποίες υπόκεινται σε εφησυχασμό πλέγματος κατά την αλλαγή της κατάστασης φορτίου, με αποτέλεσμα την εμφάνιση ενός φραγμού που εμποδίζει την επαναπρόσληψη των φορέων από τα κέντρα. Επίσης, μελετάται η υπό γραμμική σχέση της φωτοαγωγιμότητας με τη ροή φωτονίων στην επιφάνεια του δείγματος $\Delta\sigma \propto \Phi^\gamma$ και υπολογίστηκε $\gamma = 0,58$ (για την περίπτωση ακτινοβολίας 280nm), με βάση ένα απλό μοντέλο που περιλαμβάνει

παγίδες και των δύο ειδών φορέων και κέντρα επανασύνδεσης. Τέλος, μελετάται το φαινόμενο της οπτικής μείωσης τη φωτοαγωγιμότητας, όταν τα δείγματα βρίσκονται ταυτόχρονα υπό δύο πηγές ακτινοβολίας διαφορετικής ενέργειας. Το φαινόμενο διεγείρεται από ακτινοβολία ενέργειας σε ευρύ φάσμα 1,3 – 2,6 eV και φαίνεται να συμμετέχουν και τα δύο είδη παγίδων, αν και οφείλεται κατά κύριο λόγο στις παγίδες οπών σε τύπου n υλικά.

Περιεχόμενα

<i>Πρόλογος</i>	i
<i>Περίληψη</i>	ii
Περιεχόμενα	iv
<u>Κεφάλαιο 1</u>	
<i>1.1 Πληροφορίες για το GaN</i>	1
<i>1.2 Στοιχεία Θεωρίας</i>	3
<i>1.3 Μέθοδος Van der Pauw</i>	12
<i>1.4 Χαρακτηριστικά Δειγμάτων</i>	18
<u>Κεφάλαιο 2</u>	
<i>2.1 Πειραματικές Διατάξεις</i>	19
<i>2.2 Φωτοφωταύγεια</i>	22
<i>2.3 Φασματική απόκριση της φωτοαγωγιμότητας</i>	30
<i>2.4 Θερμοκρασιακή εξάρτηση της αγωγιμότητας σκότους</i>	34
<i>2.5 Μεταβατικές καταστάσεις (αύξηση – μείωση) της φωτοαγωγιμότητας</i>	39
<i>2.6 Μελέτη της φωτοαγωγιμότητας συναρτήσει της ροής φωτονίων</i>	72
<i>2.7 Οπτική μείωση της φωτοαγωγιμότητας (optical quenching)</i>	86
Σχολιασμός Αποτελεσμάτων	112
Βιβλιογραφία.....	115

1.1 Πληροφορίες για το GaN

Τα τελευταία χρόνια η αυξανόμενη πρόοδος στην επιστήμη και την τεχνολογία, οδηγούν στην ανάγκη ανάπτυξης υλικών και διατάξεων υψηλής ισχύος, χαμηλής ενεργειακής κατανάλωσης, υψηλών συχνοτήτων, μικρών διαστάσεων, με ευρύ φάσμα αξιοποιήσιμων μηκών κύματος και υψηλό βαθμό ολοκληρωσιμότητας. Για αυτούς τους λόγους, οι ημιαγωγοί της ομάδας III (III-N) έχουν προσελκύσει μεγάλο ερευνητικό ενδιαφέρον, το οποίο αφορά τόσο στη θεωρητική μελέτη τους, όσο και στις δυνατότητες που προσφέρουν ως προς τις τεχνολογικές εφαρμογές. Τα βασικά υλικά αυτής της ομάδας ημιαγωγών είναι το νιτρίδιο του ινδίου InN, το νιτρίδιο του αλουμινίου AlN και το νιτρίδιο του γαλλίου GaN. Το τελευταίο, αποτελεί και το επίκεντρο της παρούσας μελέτης.

Το νιτρίδιο του γαλλίου (GaN) είναι ένας ημιαγωγός μεγάλου και άμεσου ενεργειακού χάσματος ($E_g = 3,4$ eV σε θερμοκρασία δωματίου) που κρυσταλλώνεται σε δομή βουρτσίτη ή zinc blend. Το GaN και οι συνδυασμοί του, μπορούν να καλύψουν μεγάλο εύρος ενεργειακών χασμάτων, από την περιοχή της ορατής ακτινοβολίας, μέχρι το υπεριώδες (UV). Αυτό είναι ένας από τους πιο βασικούς παράγοντες που καθιστούν το GaN έναν από τους σημαντικότερους ημιαγωγούς για εφαρμογή σε οπτοηλεκτρονικές διατάξεις.

Παρά τη σημαντική πρόοδο στις τεχνικές ανάπτυξης του GaN^[1], δεν υπάρχει ακόμα κάποια αρκετά συμφέρουσα τεχνική ανάπτυξης πλεγματικά και θερμικά συμβατών υποστρωμάτων. Αυτό είναι ένα σημαντικό εμπόδιο, καθώς το υπόστρωμα καθορίζει τον κρυσταλλικό προσανατολισμό, τη μορφολογία της επιφάνειας καθώς και τη συγκέντρωση των ατελειών στα επιταξιακά στρώματα. Τα πιο διαδεδομένα υποστρώματα που χρησιμοποιούνται είναι από σάφειρο (sapphire) και καρβίδιο του πυριτίου (SiC). Παρόλα αυτά παρέχει τη δυνατότητα ανάπτυξης ετεροδομών (και δημιουργία κβαντικών δομών, όπως κβαντικά πηγάδια) ανοίγοντας νέες φασματικές περιοχές για εφαρμογή σε οπτικές διατάξεις, καθώς και νέες περιοχές λειτουργίας για ηλεκτρικές διατάξεις που βασίζονται στο GaN.

Αυτό που καθιστά το GaN τόσο διαδεδομένο, είναι η εφαρμογή σε μπλε και UV laser στερεάς κατάστασης^[2,3], τα οποία επηρέασαν σημαντικά την τεχνολογία ψηφιακής αποθήκευσης και ανάγνωσης δεδομένων. Επίσης, η εφαρμογή σε μπλε και πράσινα LED^[4,5] άνοιξε νέες προοπτικές στην τεχνολογία των συσκευών απεικόνισης και φωτισμού. Ένα άλλο πεδίο στο οποίο βρίσκει εφαρμογή το GaN, είναι οι αισθητήρες υπεριώδους^[6] που χρησιμοποιούνται σε κινητήρες τζετ, για τον έλεγχο καυσίμων και εκροών καθώς και σε solar – blind ή visible blind φωτοανιχνευτές^[7,8]. Τέλος, λόγω του μεγάλου εύρους του ενεργειακού χάσματος, οι διατάξεις που βασίζονται στο GaN εμφανίζουν χαμηλούς ρυθμούς θερμικής διέγερσης φορέων, υψηλή ευκινησία και υψηλό επίπεδο κορεσμού της ταχύτητας ολίσθησης, χαρακτηριστικά πολύ μεγάλης σημασίας για εφαρμογές σε ηλεκτρονικές διατάξεις υψηλής ισχύος που λειτουργούν σε υψηλές θερμοκρασίες^[9,10].

Παρά τα μεγάλα πλεονεκτήματα του GaN, που το καθιστούν κατάλληλο για ευρύ φάσμα εφαρμογών, επιδέχεται αρκετής μελέτης ακόμα ώστε να βελτιωθούν οι τεχνικές ανάπτυξης του σε μεγαλύτερη κλίμακα αλλά και να εξηγηθούν πλήρως φαινόμενα που σχετίζονται με τη φύση των ατελειών του. Οι ατέλειες αυτές μπορεί να έχουν ευεργετική ή και καταστρεπτική συνεισφορά στις ιδιότητες του GaN και αποτελούν το βασικό αντικείμενο μελέτης της συγκεκριμένης εργασίας.

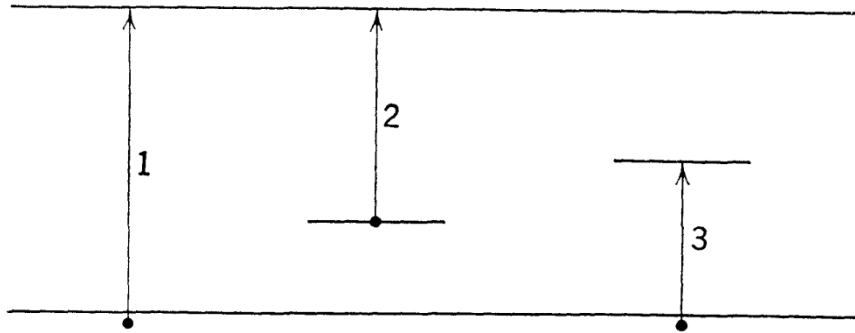
1.2 Στοιχεία Θεωρίας

Στην παρούσα εργασία, το μεγαλύτερο μέρος της μελέτης των δειγμάτων πραγματοποιείται μέσω μετρήσεων της φωτοαγωγιμότητας, για διάφορες συνθήκες. Επομένως κρίνεται σκόπιμο να αναφερθούν κάποια βασικά στοιχεία της θεωρίας της φωτοαγωγιμότητας σε ημιαγωγούς, καθώς και οι βασικές εξισώσεις που περιγράφουν τον ημιαγωγό, τις εξισώσεις ρυθμών και τη στατιστική των φορέων όταν το υλικό βρίσκεται στην κατάσταση σκότους σε θερμοδυναμική ισορροπία και όταν βρίσκεται εκτός ισορροπίας, υπό φωτισμό.

Με βάση τα δείγματα που μελετώνται στη συγκεκριμένη εργασία, η παρακάτω περιγραφή αφορά κυρίως ημιαγωγούς με ατέλειες, που εισάγουν ενεργειακές καταστάσεις εντός του ενεργειακού χάσματος του ημιαγωγού και συγκεκριμένα ημιαγωγούς τύπου n. Σε αυτές τις ατέλειες, όπως θα φανεί και στη συνέχεια της εργασίας, οφείλονται κάποιες σημαντικές ιδιότητες και πολλά ενδιαφέροντα φαινόμενα των ημιαγωγών και συγκεκριμένα του GaN.

Οι ατέλειες μπορούν να είναι είτε ενδογενείς, πλεγματικές ατέλειες, είτε ατέλειες προσμίξεων. Οι πλεγματικές ατέλειες είναι τα πλεγματικά κενά, άτομα σε θέσης αντικατάστασης άλλων ατόμων και άτομα σε ενδοπλεγματικές θέσεις. Οι εξωγενείς ατέλειες αφορούν “ξένα” άτομα προσμίξεων, σε αντίστοιχες θέσεις στο υλικό^[11,12].

Οι ηλεκτρονικές μεταβάσεις που πραγματοποιούνται σε έναν ημιαγωγό όταν βρίσκεται σε κατάσταση εκτός ισορροπίας, υπό την επίδραση ακτινοβολίας, σχετίζονται με την απορρόφηση ακτινοβολίας, τη διέγερση φορέων (ή δημιουργία επιπλέον ελεύθερων φορέων) και στη συνέχεια την πρόσληψη και παγίδευση των φορέων σε κέντρα και την επανασύνδεσή τους με φορείς του αντίθετου είδους.



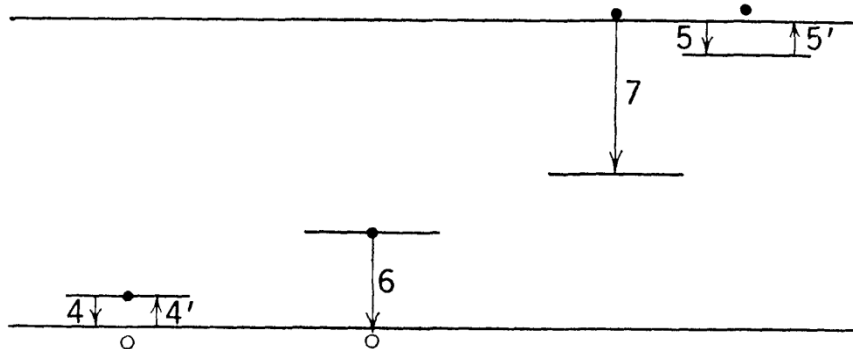
Σχήμα 1.2.1: Ηλεκτρονικές μεταβάσεις απορρόφησης ακτινοβολίας και διέγερσης 1) από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας 2) από την ατέλεια στη ζώνη αγωγιμότητας και 3) από τη ζώνη σθένους στην ατέλεια.

Στο παραπάνω σχήμα, παρουσιάζεται το ενεργειακό διάγραμμα ημιαγωγού με καταστάσεις ατελειών εντός του ενεργειακού χάσματος. Επίσης φαίνονται οι ηλεκτρονικές μεταβάσεις που σχετίζονται με την απορρόφηση ακτινοβολίας και τη διέγερση φορέων, που οδηγεί στη φωτοαγωγιμότητα. Δεν έχουν ληφθεί υπόψιν μεταβάσεις που δε συνεισφέρουν στη φωτοαγωγιμότητα και ενδοζωνικές μεταβάσεις.

Η μετάβαση (1) είναι η ενδογενής απορρόφηση, δηλαδή η απορρόφηση ακτινοβολίας ενέργειας μεγαλύτερης του ενεργειακού χάσματος, ικανή να διεγείρει ένα ηλεκτρόνιο από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας, δημιουργώντας ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο και μία ελεύθερη οπή (ιδανικά ένα ζεύγος για κάθε φωτόνιο που απορροφάται). Οι μεταβάσεις (2) και (3) εμπίπτουν στην περίπτωση εξωγενούς απορρόφησης, δηλαδή απορρόφηση από τις ατέλειες. Η (2) σχετίζεται με την απορρόφηση ακτινοβολίας και τη διέγερση ενός ηλεκτρονίου από το επίπεδο της ατέλειας στη ζώνη αγωγιμότητας δημιουργώντας ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο και η (3) αντιστοιχεί στη διέγερση ηλεκτρονίου από τη ζώνη σθένους σε επίπεδο ατέλειας, δημιουργώντας ελεύθερη οπή. Η βασική διαφορά ενδογενούς και εξωγενούς απορρόφησης, είναι ότι στη πρώτη δημιουργούνται δύο ελεύθεροι φορείς, ενώ στη δεύτερη ένας ελεύθερος φορέας και ένας αντίθετου είδους μένει δέσμιος στην ατέλεια.

Μετά την απορρόφηση ακτινοβολίας και τη δημιουργία ελεύθερων φορέων, μέσω των παραπάνω μεταβάσεων, αυτοί οι επιπλέον φορείς θα παραμείνουν ελεύθεροι μέχρι να προσληφθούν από κάποια ατέλεια και να παγιδευτούν ή να επανασυνδεθούν. Εδώ να σημειωθεί ότι ένα κέντρο ατέλειας μπορεί να θεωρείται ως παγίδα φορέων αν η πιθανότητα ο φορέας να επαναδιεγείθει θερμικώς στην ελεύθερη

κατάσταση, είναι μεγαλύτερη από την πιθανότητα να επανασυνδεθεί με αντίθετου είδους φορέα. Στην αντίθετη περίπτωση, θεωρείται κέντρο επανασύνδεσης.

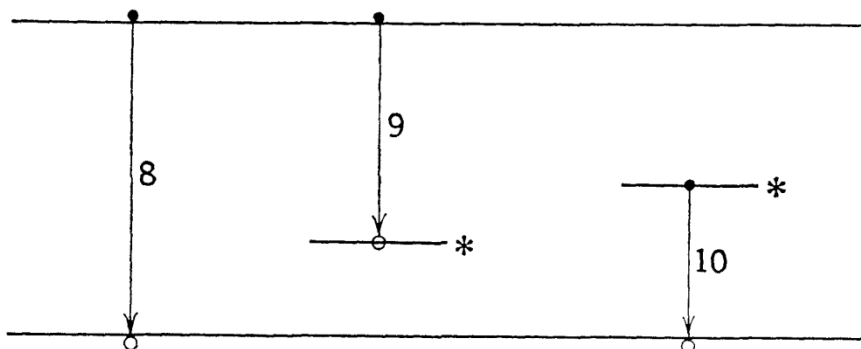


Σχήμα 1.2.2: Μεταβάσεις που σχετίζονται με την παγίδευση και αποπαγίδευση (5, 5') ηλεκτρονίων και (4, 4') οπών και πρόσληψης (7) ηλεκτρονίων και (6) οπών από βαθιά κέντρα.

Στο παραπάνω σχήμα φαίνεται η διαδικασία παγίδευσης (5) και αποπαγίδευσης (5') ηλεκτρονίων, από παγίδες ηλεκτρονίων και οπών (4), (4') από παγίδες οπών αντίστοιχα. Επίσης φαίνεται η πρόσληψη ηλεκτρονίου (7) και οπής (6) από κέντρα που βρίσκονται βαθύτερα στο ενεργειακό χάσμα.

Γενικά οι φορείς στα ενεργειακά επίπεδα που βρίσκονται κοντά στο ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας ή το μέγιστο της ζώνης σθένους, έχουν μεγάλη πιθανότητα να διεγερθούν θερμικώς στην αντίστοιχη ζώνη και συνήθως αυτά τα επίπεδα συμπεριφέρονται ως παγίδες. Αντίθετα στα βαθύτερα κέντρα η πιθανότητα επανασύνδεσης με αντίθετο φορέα είναι μεγαλύτερη από το να επαναδιεγεί στην αντίστοιχη ζώνη και άρα λειτουργούν ως κέντρα επανασύνδεσης.

Τέλος στο παρακάτω σχήμα φαίνονται οι ηλεκτρονικές μεταβάσεις που σχετίζονται με την επανασύνδεση.



Σχήμα 1.2.3: Μεταβάσεις που αφορούν (8) τη διαζωνική επανασύνδεση ελεύθερου ηλεκτρονίου από τη ζώνη αγωγιμότητας με ελεύθερη οπή από τη ζώνη σθένους, (9) και (10) την επανασύνδεση μέσω κέντρων επανασύνδεσης.

Στο σχήμα 1.2.3 φαίνεται (8) η απευθείας διαζωνική επανασύνδεση ελεύθερων φορέων, μεταξύ της ζώνης αγωγιμότητας και της ζώνης σθένους, (9) η επανασύνδεση ηλεκτρονίου με οπή που έχει προσληφθεί από κέντρο επανασύνδεσης και (10) η επανασύνδεση οπής με ηλεκτρόνιο που έχει προσληφθεί από κέντρο επανασύνδεσης. Η διαζωνική επανασύνδεση έχει μικρή πιθανότητα να συμβεί, ειδικά σε ημιαγωγούς μεγάλου ενεργειακού χάσματος, όπου ενεργειακά πιθανότερη είναι η επανασύνδεση μέσω κέντρων.

Όταν η διαδικασία επανασύνδεσης ή πρόσληψης φορέων είναι ακτινοβολίζουσα, παρατηρείται η εκπομπή φωταύγειας. Ουσιαστικά, πρόκειται για την ενέργεια που αποβάλλεται από το φορέα κατά την αποδιέγερση, υπό τη μορφή ακτινοβολίας, ενέργειας ίσης με την ενεργειακή διαφορά των καταστάσεων μεταξύ των οποίων πραγματοποιείται η μετάβαση του φορέα. Η φωταύγεια δεν έχει σχέση με τη θερμική ακτινοβολία που μπορεί να εκπέμπει ένα σώμα και χωρίζεται σε πάρα πολλά είδη, όπως η θερμοφωταύγεια (δεν έχει σχέση με τη θερμική ακτινοβολία που μπορεί να εκπέμπει ένα σώμα), η ηλεκτροφωταύγεια, η φωτοφωταύγεια κ.ά. Οι κατηγορίες αυτές χωρίζονται με βάση τον τρόπο διέγερσης των φορέων, οι οποίοι στη συνέχεια αποδιηγείρονται εκπέμποντας ακτινοβολία. Η φωτοφωταύγεια, που θα συζητηθεί αναλυτικότερα σε επόμενο κεφάλαιο, οφείλεται στην ακτινοβολίζουσα αποδιέγερση φορέων οι οποίοι έχουν δημιουργηθεί μέσω απορρόφησης ακτινοβολίας από το υλικό (μέσω των διαδικασιών που περιγράφηκαν παραπάνω). Η μελέτη της φωτοφωταύγειας αποτελεί ένα ισχυρό εργαλείο στη μελέτη των οπτοηλεκτρικών ιδιοτήτων και των μηχανισμών που σχετίζονται με τη φωτοαγωγιμότητα.

Οι ηλεκτρονικές μεταβάσεις που περιγράφηκαν παραπάνω, όπως αναφέρθηκε οδηγούν στην εμφάνιση φωτοαγωγιμότητας. Συγκεκριμένα καθορίζουν τις εξισώσεις που περιγράφουν τη μεταβολή της συγκέντρωσης φορέων και άλλων παραμέτρων που περιγράφουν τον ημιαγωγό κατά την κατάσταση φωτοαγωγιμότητας.

Αρχικά, όταν ο ημιαγωγός βρίσκεται σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, σε συνθήκες σκότους, η αγωγιμότητα του υλικού δίνεται από τη γνωστή σχέση^[11,12]

$$\sigma_0 = q(n_0\mu_{n0} + p_0\mu_{p0}) \quad (1.2.1)$$

όπου q το στοιχειώδες φορτίο, n_0 και p_0 οι συγκεντρώσεις ηλεκτρονίων και οπών αντίστοιχα στην κατάσταση σκότους και μ_{n0} , μ_{p0} οι αντίστοιχες ευκινησίες. Σε

ημιαγωγό τύπου n, η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων (φορείς πλειοψηφίας) είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή των οπών $n_0 \gg p_0$ και επομένως η εξίσωση 1.2.1 μπορεί να γραφτεί προσεγγιστικά

$$\sigma_0 = qn_0\mu_n \quad (1.2.2)$$

Η συγκέντρωση των φορέων πλειοψηφίας n_0 εμφανίζει ισχυρή εξάρτηση με τη θερμοκρασία, σε συγκεκριμένες θερμοκρασιακές περιοχές, λόγω θερμικής διέγερσης φορέων από ρηχές παγίδες εντός του ενεργειακού χάσματος στις αντίστοιχες ζώνες ή και μεταξύ των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας (για αρκετά υψηλή θερμοκρασία, ειδικά σε ημιαγωγούς μεγάλου ενεργειακού χάσματος). Η θερμοκρασιακή εξάρτηση της αγωγιμότητας στην κατάσταση σκότους, περιγράφεται αναλυτικότερα στο αντίστοιχο κεφάλαιο του πειραματικού μέρους της εργασίας.

Όταν ο ημιαγωγός βρίσκεται υπό ακτινοβολία, μετά την απορρόφηση, πραγματοποιούνται οι διαδικασίες δημιουργίας και επαναπρόσληψης φορέων που αναφέρθηκαν προηγουμένως. Μέσω της δημιουργίας επιπλέον ηλεκτρονίων (Δn) και οπών (Δp), οι συγκεντρώσεις γίνονται $n = n_0 + \Delta n$ και $p = p_0 + \Delta p$. Επιπλέον μπορεί να μεταβάλλεται και η ευκινησία των φορέων και έτσι η αγωγιμότητα υπό φωτισμό, ακόμα υπό τη θεώρηση ημιαγωγού τύπου n, δίνεται από τη σχέση

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma = q(n_0 + \Delta n)(\mu_{n0} + \Delta\mu_n) \quad (1.2.3)$$

και συγκεκριμένα για τη φωτοαγωγιμότητα

$$\Delta\sigma = q\mu_n\Delta n + q(n_0 + \Delta n)\Delta\mu_n \quad (1.2.4)$$

Σχετικά με τη μεταβολή της συγκέντρωσης φορέων, σύμφωνα με ένα γενικό μαθηματικό μοντέλο^[11] για την περιγραφή της φωτοαγώγιμης κατάστασης, η εξίσωση συνέχειας για τους φορείς πλειοψηφίας σε τύπου n ημιαγωγό (ομοίως για τις εξισώσεις που αφορούν τις οπές) θα είναι

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \sum_i n\beta_i(N_i - n_i) + \sum_i N_i N_C \beta_i e^{-\frac{E_C - E_i}{kT}} + \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_n \quad (1.2.5)$$

όπου G ο ρυθμός δημιουργίας φορέων, που εξαρτάται από τον συντελεστή απορρόφησης και την ένταση της ακτινοβολίας. Ο δεύτερος όρος στο δεξί μέλος της εξίσωσης εκφράζει το ρυθμό πρόσληψης ηλεκτρονίων από τις ατέλειες και ο τρίτος το ρυθμό θερμικής διέγερσης των ηλεκτρονίων από κέντρα ατελειών στη ζώνη

αγωγιμότητας (όπου $E_C - E_i$ η ενέργεια θερμικού ιονισμού του κέντρου i). Με N_i συμβολίζεται η συγκέντρωση των κέντρων ατελειών τύπου i , με n_i η συγκέντρωση των κατειλημμένων κέντρων αντίστοιχα και με β_i ο συντελεστής πρόσληψης (capture coefficient) του κέντρου i .

Η πυκνότητα ρεύματος των ηλεκτρονίων, ορίζεται ως

$$J_n = qn\mu_n \mathcal{E} + qD_n \nabla n \quad (1.2.6)$$

όπου D_n ο συντελεστής διάχυσης των ηλεκτρονίων και μέσω της εξίσωσης Poisson για το ηλεκτρικό πεδίο

$$\nabla \mathcal{E} = \frac{Q}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad (1.2.7)$$

με Q το χωρικό φορτίο στο υλικό. Αντικαθιστώντας την πυκνότητα ρεύματος στην εξίσωση 1.2.5 προκύπτει η εξίσωση

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \sum_i n\beta_i(N_i - n_i) + \sum_i N_i N_C \beta_i e^{-\frac{E_C - E_i}{kT}} + D_n \nabla^2 n + \mu_n \mathcal{E} \nabla n + n\mu_n \mathcal{E} \frac{Q}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad (1.2.8)$$

Θεωρώντας ότι ο ημιαγωγός παραμένει ουδέτερος και ότι τα φορτία χώρου είναι $Q = 0$, αγώντας τη διάχυση φορέων $\nabla n = 0$ και αντικαθιστώντας το $\sum_i n\beta_i(N_i - n_i) + \sum_i N_i N_C \beta_i e^{-\frac{E_C - E_i}{kT}} = \frac{n}{\tau_n}$, με κατάλληλο ορισμό του χρόνου ζωής των ηλεκτρονίων τ_n , η εξίσωση 1.2.8 απλοποιείται στη μορφή

$$\frac{dn}{dt} = G - \frac{n}{\tau_n} \quad (1.2.9)$$

και στη σταθερή κατάσταση φωτοαγωγιμότητας όπου $\frac{dn}{dt} = 0$, ισχύει η εξίσωση

$$n = G \cdot \tau_n \quad (1.2.10)$$

η οποία είναι μία θεμελιώδης εξίσωση, γενικά αληθής και χρησιμοποιείται σε πολλές διαφορετικές περιπτώσεις μελέτης της φωτοαγωγιμότητας. Στη συγκεκριμένη περίπτωση, μέσω της εξίσωσης 1.2.10, η εξίσωση 1.2.4 γίνεται

$$\Delta \sigma = q\mu_n G \tau_n + q(n_0 + \Delta n) \Delta \mu_n \quad (1.2.11)$$

Σε πολλές περιπτώσεις η μεταβολή της ευκινήσιας μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα και άρα

$$\Delta\sigma = q\mu_n G\tau_n \quad (1.2.12)$$

Υπό περιπτώσεις και συνήθως όταν συμμετέχουν παγίδες και κέντρα επανασύνδεσης εντός του ενεργειακού χάσματος, ο χρόνος ζωής των φορέων πλειοψηφίας τ_n μπορεί να είναι συνάρτηση του G . Σε αυτή την περίπτωση αν $\tau_n \propto G^{\gamma-1}$, τότε $\Delta\sigma \propto G^\gamma$ και μπορούν να διακριθούν δύο περιοχές. Αν $\gamma < 1$ (υπό-γραμμική περιοχή) ο χρόνος ζωής μειώνεται με την αύξηση του ρυθμού δημιουργίας. Αν $\gamma > 1$ (υπέρ-γραμμική περιοχή) ο χρόνος ζωής αυξάνεται με την αύξηση του G .

Γενικά, όπως έχει ήδη αναφερθεί και αποτελεί βασικό στοιχείο της μελέτης της συγκεκριμένης εργασίας, τα κέντρα των ατελειών (παγίδες και κέντρα επανασύνδεσης) επηρεάζουν τις οπτοηλεκτρικές ιδιότητες των υλικών και τη φωτοαγωγιμότητα. Μερικά φαινόμενα που οφείλονται στην ύπαρξη παγίδων είναι τα εξής:

- Αύξηση της αγωγιμότητας στην κατάσταση σκότους.
- Επέκταση της φασματικής απόκρισης της φωτοαγωγιμότητας.
- Αργή αύξηση και μείωση της φωτοαγωγιμότητας, για κάποιο χρονικό διάστημα, στην αρχή και τη διακοπή της οπτικής διέγερσης αντίστοιχα.
- Μείωση της ταχύτητας ολίσθησης των φορέων.
- Μείωση της φωτοευαισθησίας του υλικού.
- Αύξηση του χρόνου ζωής των φορέων.
- Οπτική μείωση της φωτοαγωγιμότητας (optical quenching).

Σχετικά με τη στατιστική των φορέων για ημιαγωγούς τύπου n με δότες και αποδέκτες, στην κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας η θέση της στάθμης Fermi (E_F) σε σχέση με τη ζώνη αγωγιμότητας δίνεται από τη σχέση

$$E_C - E_F = KT \ln\left(\frac{N_C}{n_0}\right) \quad (1.2.13)$$

και σε σχέση με τη ζώνη σθένους

$$E_F - E_V = KT \ln\left(\frac{N_V}{p_0}\right) \quad (1.2.14)$$

και περιγράφει την καταληψιμότητα των ενεργειακών καταστάσεων του ημιαγωγού από φορείς. Όταν ο ημιαγωγός βρίσκεται υπό ακτινοβολία όπου $n = n_0 + \Delta n$ και $p = p_0 + \Delta p$, η καταληψιμότητα στη σταθερή κατάσταση φωτοαγωγιμότητας περιγράφεται από τις δύο ψευδοστάθμες Fermi E_{Fn} και E_{Fp} , ξεχωριστά για κάθε είδος φορέων σύμφωνα με τις σχέσεις

$$E_C - E_{Fn} = KT \ln\left(\frac{N_C}{n}\right) \quad (1.2.15)$$

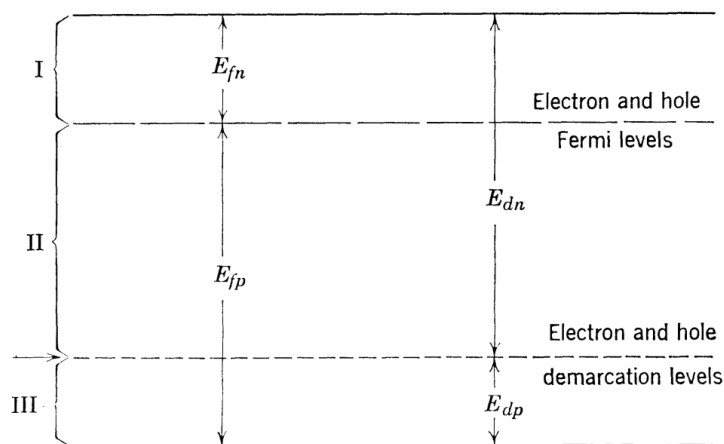
$$E_{Fp} - E_V = KT \ln\left(\frac{N_V}{p}\right) \quad (1.2.16)$$

Τέλος, η διάκριση των κέντρων των ατελειών σε παγίδες και κέντρα επανασύνδεσης, όπως αναφέρθηκε και νωρίτερα, γίνεται με βάση τη σχέση της πιθανότητας θερμικής απελευθέρωσης του φορέα από το κέντρο και της πιθανότητας πρόσληψης αντίθετου φορέα, με αποτέλεσμα την επανασύνδεσης. Για το διαχωρισμό των παγίδων και των κέντρων επανασύνδεσης ορίζονται τα επίπεδα διαχωρισμού E_{Dn} και E_{Dp} (demarcation levels)^[11] για τα ηλεκτρόνια και τις οπές αντίστοιχα. Ουσιαστικά, πρόκειται για το επίπεδο στο οποίο αν βρεθεί ένα ηλεκτρόνιο, έχει ίση πιθανότητα να επανασυνδεθεί ή να επαναδιεγερθεί θερμικώς και υπολογίζονται από τις σχέσεις

$$E_C - E_{Dn} = (E_{Fp} - E_V) + KT \ln\left[\left(\frac{m_e^*}{m_h^*}\right)\left(\frac{S_n}{S_p}\right)\right] \quad (1.2.17)$$

$$E_{Dp} - E_V = (E_C - E_{Fn}) + KT \ln\left[\left(\frac{m_e^*}{m_h^*}\right)\left(\frac{S_n}{S_p}\right)\right] \quad (1.2.18)$$

τα οποία συμπίπτουν για την περίπτωση των ημιαγωγών όπως φαίνεται σχηματικά στο παρακάτω ενεργειακό διάγραμμα ενός τύπου n ημιαγωγού.



Σχήμα 1.2.4: Σχηματική αναπαράσταση του ενεργειακού διαγράμματος ημιαγωγού τύπου n.

Σύμφωνα με το παραπάνω σχήμα, τα επίπεδα που συμπεριφέρονται ως παγίδες ηλεκτρονίων και οπών μπορούν να βρεθούν στις περιοχές I και III αντίστοιχα, ενώ όσα επίπεδα βρίσκονται στην περιοχή II συμπεριφέρονται ως κέντρα επανασύνδεσης. Να σημειωθεί βέβαια ότι κάποια κέντρα μπορούν να αλλάζουν συμπεριφορά και να λειτουργούν είτε ως παγίδες είτε ως κέντρα επανασύνδεσης, ανάλογα τις συνθήκες, γεγονός που μπορεί να οδηγήσει σε ενδιαφέροντα φαινόμενα.

1.3 Μέθοδος Van der Pauw

Στην παρούσα εργασία, το μεγαλύτερο μέρος της μελέτης στηρίζεται στην ανάλυση των μετρήσεων της αγωγιμότητας των δειγμάτων. Όμως οι τιμές της αγωγιμότητας λαμβάνονται έμμεσα, μέσω των μετρούμενων τιμών της ειδικής αντίστασης του υλικού.

Η ειδική αντίσταση ρ (resistivity), είναι μία από τις πιο σημαντικές ηλεκτρικές παραμέτρους των ημιαγωγών^[13]. Ουσιαστικά, πρόκειται για μία έκφραση της αντίστασης, κανονικοποιημένης ως προς τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του δείγματος. Επίσης, η ειδική αντίσταση είναι μία ενδογενής ηλεκτρική ιδιότητα, που σχετίζεται με την ολίσθηση των φορέων σε υλικά όπως τα μέταλλα και οι ημιαγωγοί^[12,14]. Η εξάρτησή της από θεμελιώδεις παραμέτρους των ημιαγωγών, όπως οι συγκεντρώσεις των φορέων και οι αντίστοιχες ευκινησίες, φαίνεται από τη σχέση με την αγωγιμότητα

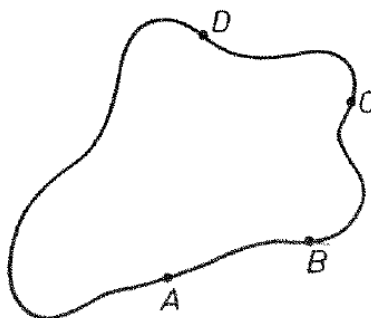
$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} \quad (1.3.1)$$

όπου q το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο, n και p οι συγκεντρώσεις και μ_n , μ_p οι ευκινησίες των ηλεκτρονίων και των οπών αντίστοιχα.

Η μέτρηση της ειδικής αντίστασης μπορεί να γίνει με διάφορες τεχνικές, αναλόγως τις ανάγκες του πειράματος και του υπό μελέτη δείγματος. Μερικές από τις πιο διαδεδομένες μεθόδους μέχρι και σήμερα, είναι η μέθοδος τεσσάρων τερματικών (four-point probe), η μέθοδος Van der Pauw και η τεχνική spreading resistance^[14]. Στην παρούσα εργασία, η μέτρηση της ειδικής αντίστασης των δειγμάτων που μελετήθηκαν, έγινε με τη μέθοδο Van der Pauw και συγκεκριμένα σε γεωμετρία τετραγώνου (όπως και η επιφάνεια των δειγμάτων).

Η μέθοδος Van der Pauw είναι μία πολύ διαδεδομένη τεχνική για τη μέτρηση της ειδικής αντίστασης, κυρίως σε λεπτά ημιαγωγικά υμένα (thin films). Βασίζεται στο διαχωρισμό των επαφών στις οποίες εισέρχεται και εξέρχεται το ρεύμα, από τις επαφές στις οποίες μετράται η πτώση τάση, με σκοπό τη μείωση των σφαλμάτων λόγω της αντίστασης των επαφών (contact resistance) κατά τη μέτρηση. Στην ίδια αρχή βασίζεται και η τεχνική τεσσάρων τερματικών (four-point probe), όμως λόγω

της γεωμετρίας των τεσσάρων επαφών (γραμμική), υστερεί της μεθόδου Van der Pauw στη μελέτη δειγμάτων μικρότερων διαστάσεων.

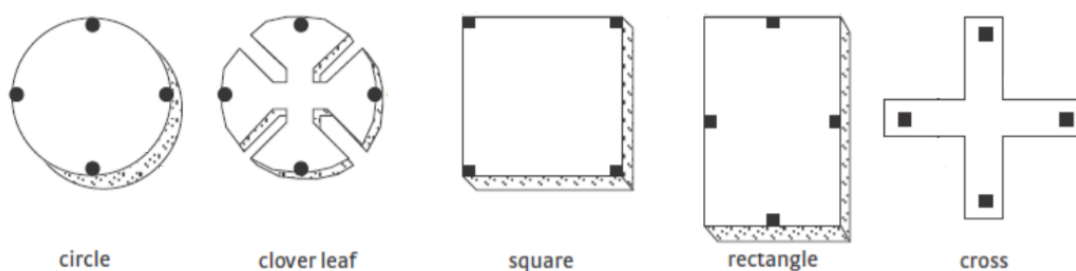


Σχήμα 1.3.1: Δείγμα ακαθόριστου σχήματος με τέσσερις μικρές επαφές στην περιφέρεια, οι οποίες χρησιμοποιούνται για μετρήσεις με τη μέθοδο Van der Pauw.

Επίσης, η μέθοδος Van der Pauw, επιτρέπει τον προσδιορισμό της ειδικής αντίστασης δειγμάτων ακαθόριστου σχήματος ανεξάρτητα από τη διαδρομή που ακολουθεί το ρεύμα μέσα στο υλικό. Το θεωρητικό υπόβαθρο της μεθόδου βασίζεται στη σύμμορφη απεικόνιση, όπως αναπτύχθηκε από τον Van der Pauw^[15,16], ο οποίος έδειξε ότι ο προσδιορισμός της ειδικής αντίστασης επίπεδων δειγμάτων μπορεί να πραγματοποιηθεί αν ικανοποιούνται οι παρακάτω συνθήκες:

- i. Οι επαφές να είναι στην περιφέρεια του δείγματος.
- ii. Οι επαφές να είναι σημειακές.
- iii. Το δείγμα να είναι ομογενές ως προς το πάχος και τη σύσταση.
- iv. Surface singly connected – όχι μεμονωμένες όπες στην επιφάνεια.

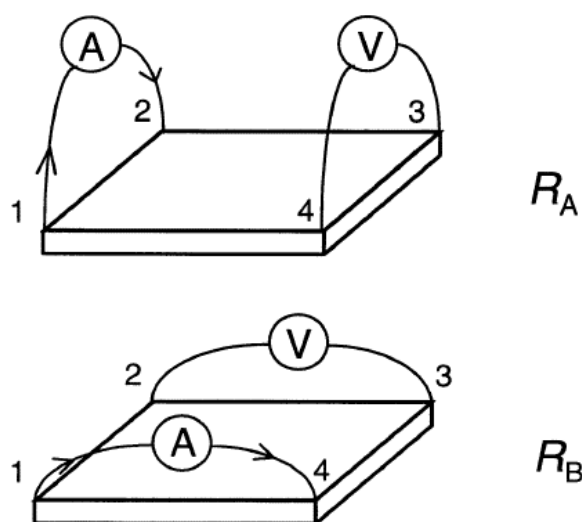
Οι συνθήκες (iii) και (iv) μπορούν να εξασφαλιστούν εύκολα. Η (i) είναι πολύ δύσκολο να επιτευχθεί πρακτικά, ενώ η (ii) είναι πρακτικά αδύνατη. Τα σφάλματα λόγω τοποθέτησης των επαφών σε μικρή απόσταση, εσωτερικά των ορίων της επιφάνειας του δείγματος, έχουν συζητηθεί από τον Van der Pauw^[16] και αργότερα από τον Koon^[17,18] για συγκεκριμένες γεωμετρίες (square, circle, cloverleaf).



Σχήμα 1.3.2: Σχηματική αναπαράσταση των συνηθέστερων γεωμετριών των επαφών, για τη μέθοδο Van der Pauw.

Επίσης, τα σφάλματα που οφείλονται στις πεπερασμένες διαστάσεις των επαφών, οι οποίες έχουν διάμετρο $D \neq 0$, θα είναι της τάξης του πηλίκου $\frac{D}{L}$ (όπου L οι απόσταση μεταξύ των επαφών) και άρα μπορούν να μειωθούν ικανοποιητικά.

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, στην παρούσα εργασία, χρησιμοποιείται η γεωμετρία τετραγώνου (square) με τις 4 μεταλλικές επαφές ινδίου στις γωνίες της επιφάνειας του δείγματος, όπως φαίνεται στο σχήμα (1.3.3)



Σχήμα 1.3.3: Σχηματική αναπαράσταση του δείγματος με τις τέσσερις επαφές ινδίου I_n , στη γεωμετρία που χρησιμοποιήθηκε για την παρούσα εργασία. Στα δύο σχήματα (πάνω και κάτω), φαίνεται η συνδεσμολογία για τη μέτρηση της ειδικής αντίστασης στις δύο διευθύνσεις.

Σύμφωνα με τη μέθοδο Van der Pauw, ρεύμα έντασης I_{ij} , εισέρχεται από την επαφή i και εξέρχεται από την επαφή j , μετράται η πτώση τάσης στις άλλες δύο επαφές (k,l) $V_{lk} = V_l - V_k$ και υπολογίζεται η αντίσταση $R_{ij,lk}$. Στη συνέχεια αντιστρέφεται η πολικότητα του ρεύματος (I_{ji}) και μετράται και πάλι η πτώση τάσης $V_{lk} < 0$ και υπολογίζεται η αντίστοιχη αντίσταση $R_{ji,lk} < 0$. Η διαδικασία αυτή συνεχίζεται για

όλες τις επαφές κυκλικά, μέχρι να ληφθούν 8 μετρήσεις. Από αυτές, υπολογίζονται οι χαρακτηριστικές αντιστάσεις R_A και R_B

$$R_A = \frac{R_{12,43} - R_{21,43} + R_{34,21} - R_{43,21}}{4} \quad (1.3.2)$$

$$R_B = \frac{R_{23,14} - R_{32,14} + R_{41,32} - R_{41,32}}{4} \quad (1.3.3)$$

Αφού υπολογιστούν οι χαρακτηριστικές αντιστάσεις R_A και R_B και μέσω της σχέσης

$$e^{-\pi \frac{R_A}{R_S}} + e^{-\pi \frac{R_B}{R_S}} = 1 \quad (1.3.4)$$

υπολογίζεται η επιφανειακή αντίσταση (sheet resistivity) R_S . Η επιφανειακή αντίσταση $R_S = \rho_S$ χρησιμοποιείται συχνά στη μελέτη λεπτών υμενίων ημιαγωγών, δίνεται σε μονάδες Ω/\square ή αλλιώς Ω/square και ουσιαστικά πρόκειται για την αντίσταση όγκου (bulk resistivity) διαιρεμένη με το πάχος d του δείγματος. Εφόσον υπολογιστεί η R_S , στη συνέχεια πολλαπλασιάζοντας με το πάχος του δείγματος (σε cm), υπολογίζεται η ειδική αντίσταση

$$\rho = R_S \cdot d \quad (1.3.5)$$

σε μονάδες [$\Omega \cdot \text{cm}$].

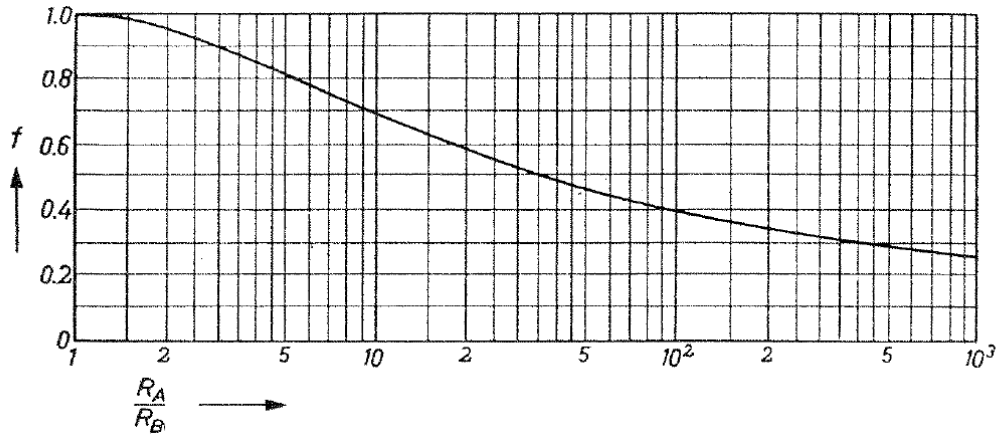
Για να λυθεί η εξίσωση (1.3.4), γράφεται στη μορφή

$$R_S = \frac{\pi}{\ln 2} \cdot \frac{R_A + R_B}{2} \cdot f \quad (1.3.6)$$

όπου f διορθωτικός παράγοντας, ο οποίος είναι συνάρτηση μόνο του λόγου $\frac{R_A}{R_B}$ και ικανοποιεί την εξίσωση

$$\frac{R_A - R_B}{R_A + R_B} = f \cdot \text{arccosh}\left(\frac{e^{\frac{\ln 2}{f}}}{2}\right) \quad (1.3.7)$$

η οποία λύνεται μόνο με προσεγγιστικές μεθόδους.



Σχήμα 1.3.4: Διάγραμμα του διορθωτικού παράγοντα f συναρτήσει του λόγου $\frac{R_A}{R_B}$ ^[68].

Στην περίπτωση όπου $R_A \approx R_B$, η f δίνεται προσεγγιστικά από τη σχέση^[15]

$$f \approx 1 - \left(\frac{R_A - R_B}{R_A + R_B}\right)^2 \cdot \frac{\ln 2}{2} - \left(\frac{R_A - R_B}{R_A + R_B}\right)^4 \cdot \left[\frac{(\ln 2)^2}{4} - \frac{(\ln 2)^3}{12}\right] \quad (1.3.8)$$

Εναλλακτικά, μπορεί να λυθεί μέσω της αριθμητικής λύσης που πρότεινε ο Wasscher

$$f = \frac{\ln \frac{1}{4}}{\ln\left(\frac{1}{2} + a\right) + \ln\left(\frac{1}{2} - a\right)} \quad (1.3.9)$$

όπου το a καθορίζεται από τη σχέση

$$\frac{R_A}{R_B} = \frac{\ln\left(\frac{1}{2} - a\right)}{\ln\left(\frac{1}{2} + a\right)} \quad (1.3.10)$$

$$\text{με } -\frac{1}{2} < a < \frac{1}{2}.$$

Στην παρούσα εργασία, ο υπολογισμός της R_S , από τη σχέση (1.3.6), γίνεται μέσω επαναλήψεων (iterations) σύμφωνα με την παρακάτω ρουτίνα:

Set the error limit $\delta = 0.0005$, corresponding to 0.05%

Calculate the initial value of z_i , or $z_0 = 2\ln(2)/[\pi(R_A + R_B)]$

Calculate the i^{th} iteration of $y_i = 1/\exp(\pi z_{i-1} R_B)$

Calculate the i^{th} iteration of z_i where

$$z_i = z_{i-1} - [(1 - y_i)/\pi]/[R_A/\exp(\pi z_{i-1} R_A) + R/\exp(\pi z_{i-1} R_B)]$$

When $(z_i - z_{i-1})/z_i$ is less than δ , stop and calculate the sheet resistance $R_S = 1/z_i$

Στη συνέχεια, έχοντας υπολογιστεί η R_s και πολλαπλασιάζοντας με το πάχος του δείγματος d , υπολογίζεται η ειδική αντίσταση και μέσω αυτής η αγωγιμότητα (σχέση 1.3.1) σε $\Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$.

1.4 Χαρακτηριστικά Δειγμάτων

Στα πλαίσια της συγκεκριμένης εργασίας μελετήθηκαν δύο διαφορετικά δείγματα σε μορφή λεπτών υμενίων. Το δείγμα Α είναι ενδογενώς τύπου n GaN και το δείγμα Β είναι μία επαφή AlGa_xN/GaN.

Η ανάπτυξη των δειγμάτων έγινε μέσω της μεθόδου χημικής εναπόθεσης ατμών μέταλλο-οργανικών ενώσεων (MOCVD). Πρόκειται για μία καθιερωμένη και διαδεδομένη τεχνική ανάπτυξης ημιαγώγιμων υλικών της ομάδα III-V τόσο για ερευνητικούς, όσο και για εμπορικούς σκοπούς. Η τεχνική στηρίζεται στη αντίδραση του GaCl με το NH₃ πάνω σε υπόστρωμα σαπφείρου σε υψηλή θερμοκρασία, περίπου 950 °C. Το υλικό που προκύπτει έχει κρυσταλλική δομή βουρτσίτη (wurtzite) και ο προσανατολισμός εξαρτάται από τον κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό του υποστρώματος. Η συγκεκριμένη τεχνική προσφέρει γρήγορο ρυθμό ανάπτυξης, συγκριτικά με άλλες τεχνικές και καλό έλεγχο της διαδικασίας, επιτρέποντας την εναπόθεση πολύ λεπτών στρωμάτων υλικού με μεγάλη ομοιομορφία. Τα χαρακτηριστικά των δύο δειγμάτων φαίνονται παρακάτω.

Δείγμα Α: *Undoped GaN single layer*

Πάχος $d = 2,9 \mu\text{m}$ (ονομαστική τιμή)

$$n = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}, \mu_n = 485 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$$

$$E_{g,\text{GaN}} = 3.39 \text{ eV (300 K)}^{[19]}$$

Δείγμα Β: *Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructure*

Al_xGa_{1-x}N undoped ($x = 0,15$)

Πάχος $d = 20 \text{ nm}$

GaN undoped

Πάχος $d = 2,5 \mu\text{m}$

$$N_s = 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}, \mu_n = 1400 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$$

$$E_{g,\text{AlGa}_x\text{N}} = 3,68 \text{ eV (300K)}^{[20,21]}$$

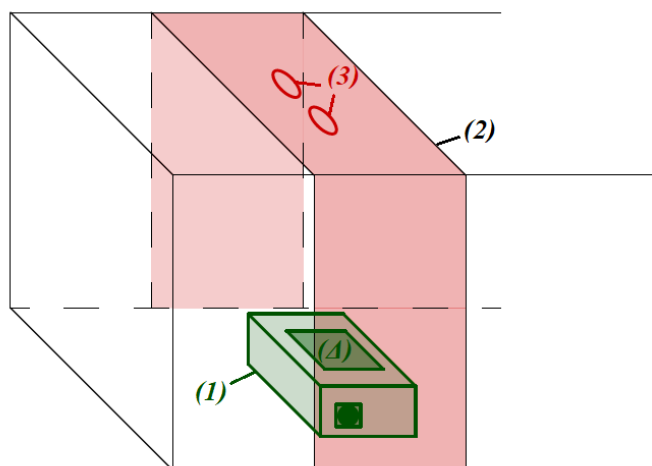
2.1 Πειραματικές Διατάξεις

Για τη λήψη των μετρήσεων της αγωγιμότητας του υλικού (μέσω της μέτρησης της ειδικής αντίστασης των δειγμάτων) με τη μέθοδο Van der Pauw, οι τέσσερις επαφές ινδίου στην επιφάνεια των δειγμάτων συνδέονται με σύστημα ηλεκτρικών διακοπών (ρελέ) για την εναλλαγή της πολικότητας του εφαρμοζόμενου ρεύματος και των επαφών όπου μετράται η αντίστοιχη τάση, στις δύο διευθύνσεις του δείγματος.

Μπορούν να διακριθούν δύο βασικές διατάξεις, που χρησιμοποιήθηκαν για τις μετρήσεις στις υψηλές και χαμηλές θερμοκρασίες. Σε κάθε περίπτωση, ο έλεγχος της θερμοκρασίας γίνεται μέσω Lakeshore Model 331 Cryogenic Temperature Controller. Επίσης, ως τροφοδοτικό τάσης των LED χρησιμοποιήθηκε το Keithley 230 και ως τροφοδοτικό ρεύματος το Keithley 2400. Τέλος, για τη λήψη των ηλεκτρικών μετρήσεων χρησιμοποιείται πολύμετρο Keithley 2000 ενώ για τη λήψη του φάσματος της φωτοφωταύγειας χρησιμοποιήθηκε φασματόμετρο ocean optics USB 2000+ UV – Vis.

Διάταξη A

Η διάταξη A χρησιμοποιείται στις μετρήσεις που πραγματοποιούνται στο εύρος των υψηλών θερμοκρασιών $T > 300$ K. Αποτελείται από ένα κλειστό κουτί, μέσα στο οποίο τοποθετείται το δείγμα και έτσι εξασφαλίζεται η απομόνωση του υπό μελέτη δείγματος από τις θερμοκρασιακές διακυμάνσεις του περιβάλλοντα χώρου και την ακτινοβολία υποβάθρου. Το κουτί επιτρέπει τη σύνδεση του δείγματος και των πηγών ακτινοβολίας που βρίσκονται μέσα, με τα εξωτερικά όργανα της διάταξης.



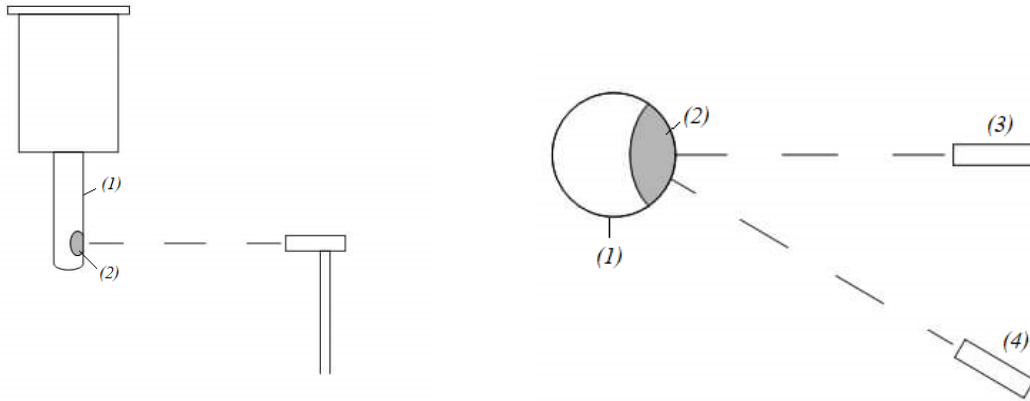
Σχήμα 2.1.1: Σχηματική αναπαράσταση του εσωτερικού του κουτιού της διάταξης Α. **(1)** Θερμαντικό στοιχείο **(2)** Γέφυρα στήριξης των LED **(3)** Θέσεις των LED **(Δ)** Δείγμα.

Μέσα στο κουτί υπάρχει θερμαντικό στοιχείο (1) όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1.1 το οποίο συνδέεται με το Lakeshore Temperature Controller. Πάνω στο θερμαντικό στοιχείο τοποθετείται το δείγμα (Δ) με το θερμοζεύγος, για τον έλεγχο της θερμοκρασίας, στη διεπιφάνεια μεταξύ δείγματος και στοιχείου. Από πάνω τοποθετείται η “γέφυρα” (2) που χρησιμοποιείται για τη στήριξη των LED που λειτουργούν ως πηγές οπτικής διέγερσης. Τα LED τοποθετούνται στις θέσεις (3), ακριβώς πάνω από την επιφάνεια του δείγματος, με μικρή γωνία η μία μεταξύ τους και σε σταθερή απόσταση από το δείγμα.

Διάταξη Β

Η διάταξη Β αποτελείται από κρυοστάτη με κλειστό κύκλωμα ψύξης αερίου He και αντλία κενού και χρησιμοποιείται για τις μετρήσεις της αγωγιμότητας και της φωτοφωταύγειας, που λαμβάνονται στο εύρος των χαμηλών θερμοκρασιών, από 20 – 300 K.

Το δείγμα τοποθετείται στο cold finger (1) του κρυοστάτη με το θερμοζεύγος στη περιοχή επαφής των δύο επιφανειών. Η τοποθέτηση και η συνδεσμολογία του δείγματος γίνεται με ιδιαίτερη προσοχή, ώστε να επιτευχθεί καλή θερμική επαφή και ταυτόχρονα ηλεκτρική μόνωση.



Σχήμα 2.1.2: Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης Β όπου (1) το cold finger του κρυοστάτη, (2) το οπτικό παράθυρο, (3) και (4) οι θέσεις του φασματόμετρου και της πηγής ακτινοβολίας αντίστοιχα. Αριστερά πρόσοψη και δεξιά κάτοψη της διάταξης.

Το δείγμα είναι τοποθετημένο στο ύψος του οπτικού παραθύρου (2) που φαίνεται στο σχήμα 2.1.2. Μπροστά από αυτό τοποθετούνται σε κατάλληλες βάσεις στήριξης (σε σταθερές θέσεις) το φασματόμετρο (3) και η πηγή ακτινοβολίας (4), ανάλογα με τις ανάγκες του πειράματος.

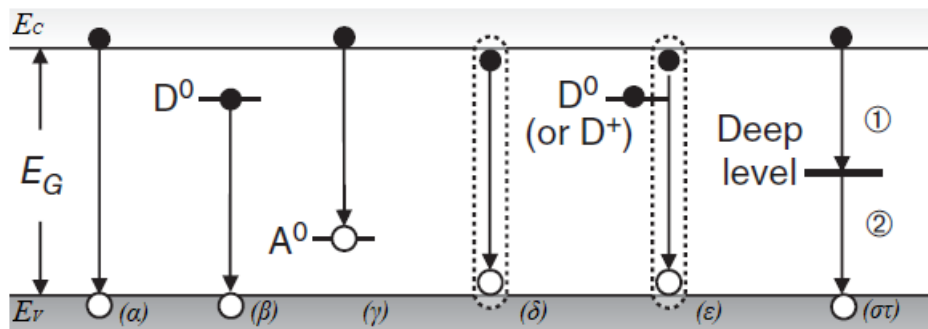
2.2 Φωτοφωταύγεια

Στο παρόν κεφάλαιο πραγματοποιείται καταγραφή και μελέτη του φάσματος της φωτοφωταύγειας (photoluminescence) του GaN (δείγμα Α). Συγκεκριμένα, μελετάται το φάσμα εκπομπής της φωτοφωταύγειας (PLE) για διάφορες θερμοκρασίες στο εύρος από 29 – 300 Κ. Πρόκειται για μία διαδεδομένη, μη καταστρεπτική τεχνική χαρακτηρισμού υλικών, για την πραγματοποίηση της οποίας χρησιμοποιείται η διάταξη Β, όπως περιγράφεται στο κεφάλαιο 2.1.

Το φαινόμενο της φωτοφωταύγειας, όπως αναφέρθηκε και στα πρώτα κεφάλαια, οφείλεται στις αποδιεγέρσεις φορέων, οι οποίοι βρίσκονται σε διεγερμένη κατάσταση λόγω απορρόφησης ακτινοβολίας. Κατά την απορρόφηση ακτινοβολίας, τα φωτόνια μεταφέρουν την ενέργειά τους στους φορείς, με αποτέλεσμα αυτοί να μεταβαίνουν σε διεγερμένες καταστάσεις. Αν υπάρχουν πολλαπλές διεγερμένες καταστάσεις, εφυσυχάζουν στη χαμηλότερη (πχ μέσω φωνονίων, χωρίς εκπομπή ακτινοβολίας) και στη συνέχεια αποδιεγείρονται στη βασική κατάσταση, αποβάλλοντας ενέργεια ίση με την ενεργειακή διαφορά των καταστάσεων μεταξύ των οποίων πραγματοποιήθηκε η μετάβαση, υπό τη μορφή ακτινοβολίας.

Επίσης, η φωτοφωταύγεια διακρίνεται σε δύο υποκατηγορίες. Το φθορισμό (fluorescence) και το φωσφορισμό (phosphorescence), ανάλογα με το αν η εκπεμπόμενη ακτινοβολία χάνεται με την αφαίρεση της διεγείρουσας ακτινοβολίας ή αν παρουσιάζει αργή μείωση για ένα χρονικό διάστημα αφότου έχει αφαιρεθεί η διεγείρουσα ακτινοβολία, αντίστοιχα^[11,12,22,23,24].

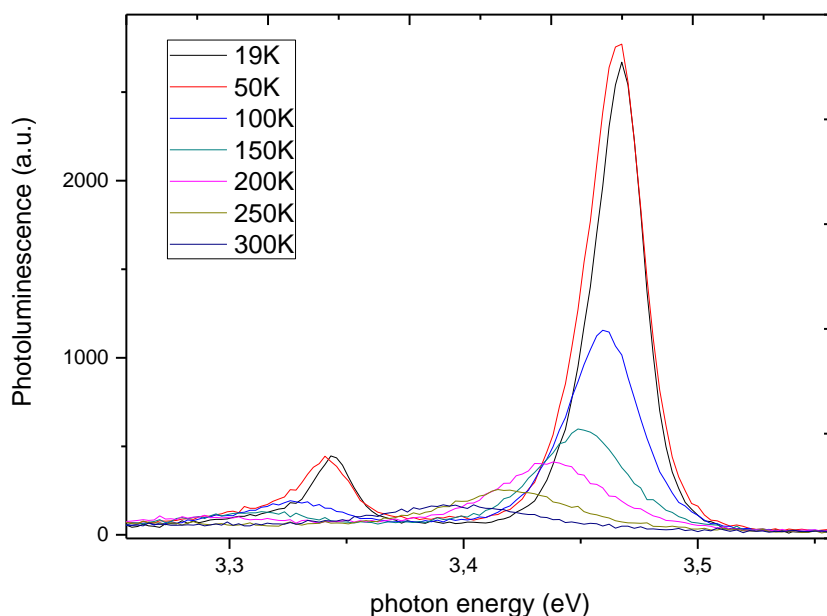
Η μελέτη του φάσματος εκπομπής της φωτοφωταύγειας, αποτελεί ένα πολύ ισχυρό εργαλείο για το χαρακτηρισμό των υλικών και για τη μελέτη των ενδογενών και εξωγενών ηλεκτρονικών μεταβάσεων^[11,12,22]. Η ενδογενής φωτοφωταύγεια οφείλεται σε διαζωνικές επανασυνδέσεις μεταξύ των ηλεκτρονίων που διεγέρθηκαν από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας, κατόπιν απορρόφησης ακτινοβολίας ενέργειας μεγαλύτερης του ενεργειακού χάσματος, με τις οπές στη ζώνη σθένους. Εμφανίζεται κυρίως σε “καθαρούς” ημιαγωγούς, μέχρι σχετικά υψηλές θερμοκρασίες^[22]. Η εξωγενής φωτοφωταύγεια, μπορεί να οφείλεται είτε στις μεταβάσεις φορέων στις καταστάσεις των ατελειών, είτε στις μεταβάσεις μεταξύ της θεμελιώδους και της διεγερμένης κατάστασης της ίδιας ατέλειας.



Σχήμα 2.2.1: Σχηματική αναπαράσταση κάποιων μηχανισμών ακτινοβολίζουσας επανασύνδεσης, μεταξύ των ενεργειακών καταστάσεων ενός ημιαγωγού. **α)** Διαζωνική επανασύνδεση ηλεκτρονίου – οπής, **β)** μετάβαση μεταξύ ουδέτερου δότη (D) και ζώνης σθένους, **γ)** μετάβαση μεταξύ ζώνης αγωγιμότητας και ουδέτερου αποδέκτη (A), **δ)** επανασύνδεση ελεύθερου εξιτονίου, **ε)** επανασύνδεση εξιτονίου δέσμιου σε δότη (donor bound exciton), **στ)** επανασύνδεση μέσω βαθιού επιπέδου ατέλειας.

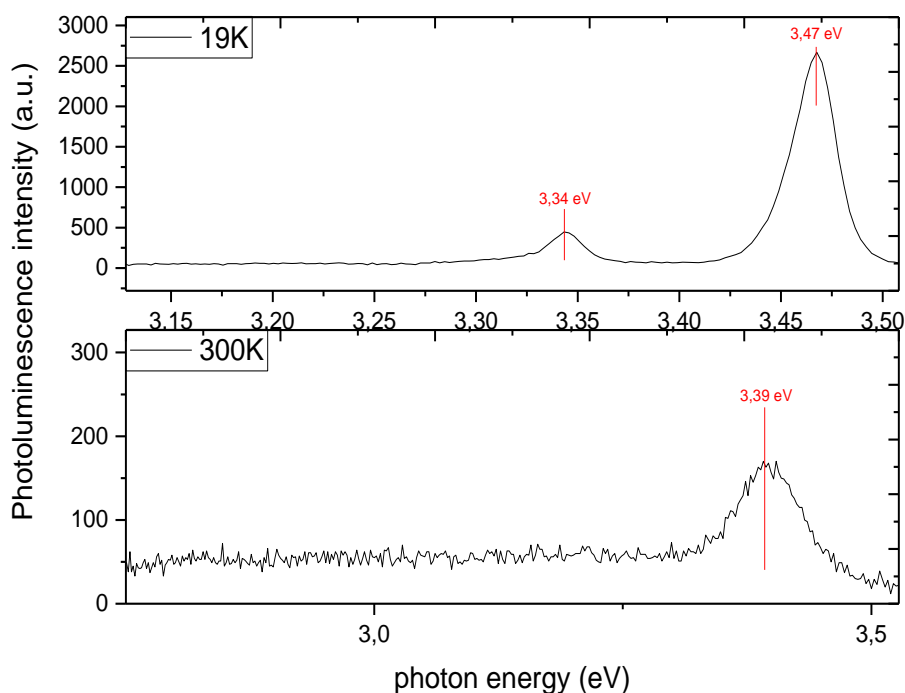
Για τη διεξαγωγή της πειραματικής διαδικασίας χρησιμοποιήθηκε η διάταξη B. Το δείγμα βρίσκεται σε συνθήκες κενού στον κρυστάτη, απέναντι από το οπτικό παράθυρο του κρυστάτη είναι τοποθετημένο το φασματόμετρο και σε κατάλληλη γωνία, στον ίδιο οπτικό επίπεδο, έχει τοποθετηθεί η πηγή οπτικής διέγερσης της φωτοφωταύγειας (σχήμα 2.1.2). Ως πηγή οπτικής διέγερσης χρησιμοποιήθηκε παλμικό laser αερίου αζώτου με μήκος κύματος ακτινοβολίας 337nm (3,68 eV), με συχνότητα παλμών 20kHz. Τα φάσματα καταγράφηκαν σε θερμοκρασίες στο εύρος 19 – 300 K, ο έλεγχος της θερμοκρασίας έγινε μέσω του temperature controller και το δείγμα παρέμενε σε κατάσταση σκότους μέχρι να ισορροπήσει στη νέα κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, πριν τη λήψη της μέτρησης σε κάθε θερμοκρασία.

Παρακάτω, στο σχήμα 2.2.2, φαίνονται σε κοινό διάγραμμα τα φάσματα εκπομπής της φωτοφωταύγειας που λήφθηκαν για κάθε θερμοκρασία.



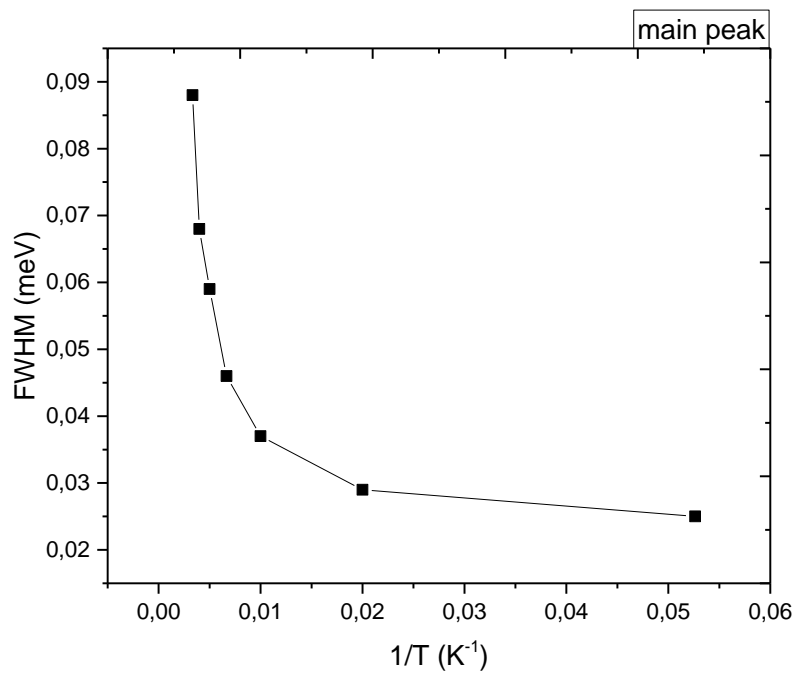
Σχήμα 2.2.2: Κοινό διάγραμμα του φάσματος εκπομπής της φωτοφωταύγειας, σε κάθε θερμοκρασία, στο εύρος από 19 – 300K. Στο σχήμα φαίνεται η κύρια κορυφή, που αφορά την ακμή εκπομπής (edge emission) και η χαμηλότερης έντασης φωνονική ρέπλικα.

Σύμφωνα με τα αποτελέσματα των μετρήσεων παρατηρείται η βασική κορυφή που σχετίζεται με την edge emission καθώς και μία δεύτερη κορυφή πολύ μικρότερης έντασης σε μικρότερη ενέργεια. Και για τις δύο κορυφές παρατηρείται θερμική μείωση της έντασης (thermal quenching), πιθανόν λόγω μηχανισμών μη ακτινοβολίζουσας επανασύνδεσης που ενεργοποιούνται θερμικώς. Επίσης, παρατηρείται αύξηση του εύρους της κορυφής στο μισό του μέγιστου της έντασης (FWHM) και μετατόπιση της ενέργειας στην οποία εντοπίζεται η κάθε κορυφή, σε χαμηλότερες ενέργειες, με την αύξηση της θερμοκρασίας. Ως προς τις κορυφές, η κυρίαρχη είναι αυτή που αντιστοιχεί στην ακμή απορρόφησης (edge emission) και παρατηρείται σε ενέργεια περίπου 3,48 eV σε θερμοκρασία 19 K και 3,39 eV στους 300 K όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.2.3. Οι τιμές αυτές είναι σε συμφωνία με αυτές που αναφέρονται στη βιβλιογραφία^[19,24,25,26,27]. Η δευτερεύουσα κορυφή, πέραν του ότι είναι πολύ πιο ασθενής από την κύρια κορυφή, παρουσιάζει επίσης ισχυρή θερμοκρασιακή εξάρτηση (μάλιστα δεν παρατηρείται σε θερμοκρασία δωματίου).



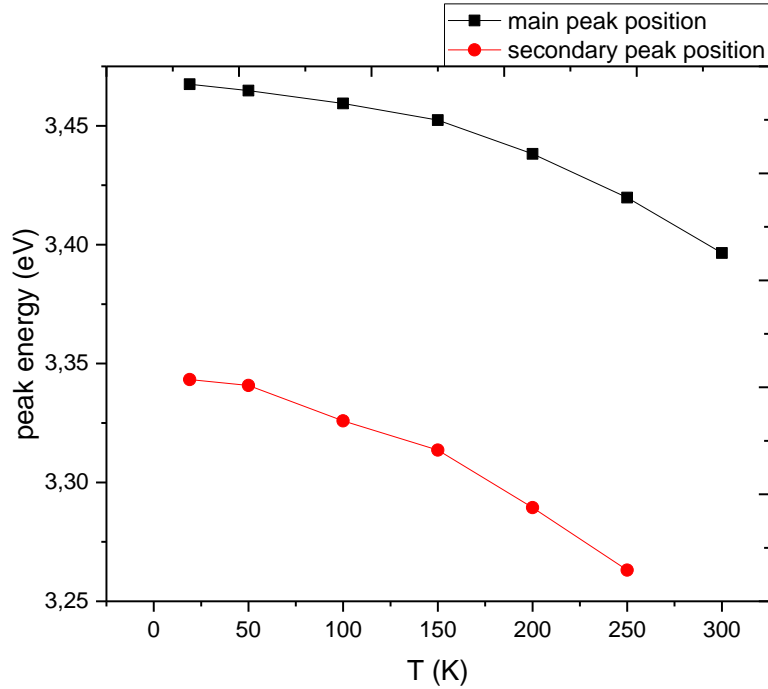
Σχήμα 2.2.3: Οι δύο κορυφές και οι μεταβολές, σε μεγέθυνση της περιοχής 3 – 3,5eV (πάνω) στους 19 K και (κάτω) στους 300 K.

Σε χαμηλές θερμοκρασίες, το διεγερμένο ζεύγος ηλεκτρονίου – οπής, μπορεί να μείνει συνδεδεμένο υπό τη μορφή εξιτονίου, λόγω της ελκτικής αλληλεπίδρασης Coulomb μεταξύ των φορέων. Τότε, σε αυτό το εύρος θερμοκρασιών, η αιτία της κορυφής που φαίνεται στο φάσμα της φωτοφωταύγειας είναι η ακτινοβολίζουσα επανασύνδεση εξιτονίων. Επίσης, σε αυτό το εύρος θερμοκρασιών, το FWHM της κορυφής αναμένεται να παραμένει σχεδόν σταθερό. Σε λίγο υψηλότερες θερμοκρασίες $T > 25 \text{ K}^{[27]}$ και ειδικά πλησιάζοντας στη θερμοκρασία περιβάλλοντος, λόγω της μικρής ενέργειας σύνδεσης του εξιτονίου, η παρατηρούμενη κορυφή που αφορά την edge emission, οφείλεται κυρίως στην επανασύνδεση ελεύθερων φορέων. Επιπροσθέτως, για να σχετίζεται η κορυφή με την επανασύνδεση ελεύθερων φορέων, αναμένεται μείωση του FWHM με την ελάττωση της θερμοκρασία, γεγονός που επιβεβαιώνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 2.2.4) της τιμής του FWHM σαν συνάρτηση του $1/T$.



Σχήμα 2.2.4: Μεταβολή του FWHM της κύριας κορυφής (edge emission) συναρτήσει του $1/T$.

Στη συνέχεια εξετάζεται η μεταβολή της ενέργειας στην οποία εντοπίζεται η κάθε κορυφή, με τη μεταβολή της θερμοκρασίας. Συγκεκριμένα και οι δύο κορυφές μετατοπίζονται προς χαμηλότερες ενέργειες, όσο αυξάνεται η θερμοκρασία. Στο παρακάτω κοινό γράφημα (σχήμα 2.2.5), φαίνεται η τιμή της θέσης κάθε κορυφής συναρτήσει της θερμοκρασίας.



Σχήμα 2.2.5: Μετατόπιση της θέσης κάθε κορυφής, προς χαμηλότερες ενέργειες, συναρτήσει της θερμοκρασίας. Με τα μαύρα τετράγωνα για την κύρια κορυφή και με κόκκινους κύκλους για τη δευτερεύουσα.

Στο σχήμα 2.2.5 παρατηρείται ξεκάθαρα η μετατόπιση της θέσης κάθε κορυφής, προς χαμηλότερες ενέργειες, με την αύξηση της θερμοκρασίας. Το ότι η δευτερεύουσα κορυφή ακολουθεί τη μετατόπιση της κύριας κορυφής, υποδεικνύει πως πρόκειται για φωνονική ρέπλικα, όπως αναφέρετε και σε άλλες μελέτες^[24].

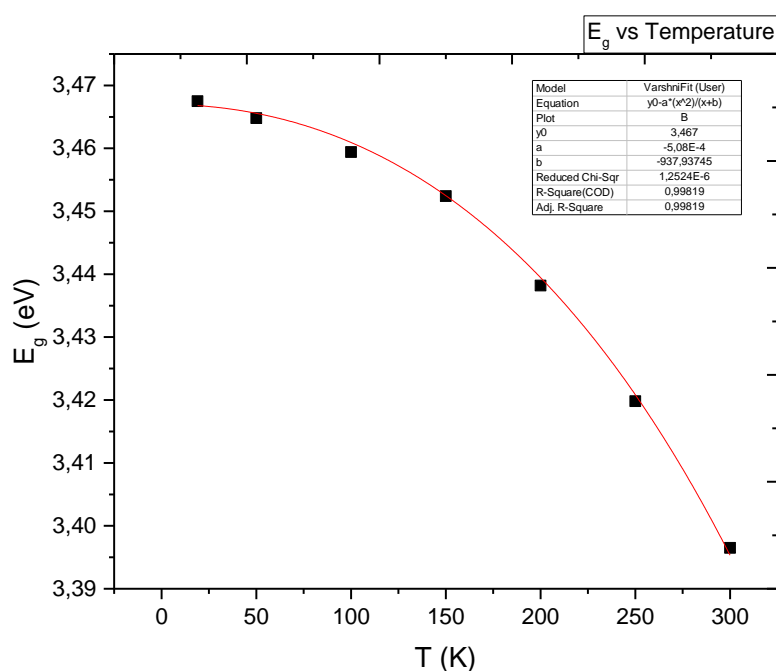
Όσον αφορά την κορυφή της edge emission, μετατοπίζεται συνολικά περίπου 63 meV στο εύρος θερμοκρασιών 19 – 300 K, σε συμφωνία με τη βιβλιογραφία^[26,28,29]. Όπως είναι γνωστό, η ενέργεια στην οποία εντοπίζεται αντιστοιχεί στην τιμή του ενεργειακού χάσματος του υλικού (E_g), σε κάθε θερμοκρασία. Επομένως, μέσω αυτής μπορεί να μελετηθεί η εξάρτηση του ενεργειακού χάσματος του GaN από τη θερμοκρασία. Η σχέση που προτάθηκε από το Varshni^[30], για να περιγράψει τη μεταβολή του ενεργειακού χάσματος με τη θερμοκρασία, σε ημιαγωγούς είναι η εξής:

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T^2 / (T + \beta) \quad (2.2.1)$$

όπου α και β σταθερές. Ο Monemar^[29] μέσω εμπειρικού fitting με βάση αυτή τη σχέση, για θερμοκρασίες έως 295 K και συγκεκριμένα για βουρτσίτη (wurtzite) GaN, κατέληξε στην αριθμητική έκφραση της σχέσης του Varshni, για $\beta = -996$:

$$E_g(T) = 3,503 + 5,08 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T - 966) \quad (2.2.2)$$

Στη συγκεκριμένη περίπτωση, το fitting των πειραματικών δεδομένων πραγματοποιήθηκε με βάση τη σχέση 2.2.1, χρησιμοποιώντας για το $E_g(0)$ την τιμή που παρατηρήθηκε στη χαμηλότερη θερμοκρασία που μετρήθηκε και είναι κοντά σε αυτή που αναφέρεται βιβλιογραφία, για $T = 0\text{K}$ ^[19,26], $\alpha = 5,08 \cdot 10^{-4}$ σε συμφωνία με τον Monemar και αφήνοντας το β ως ελεύθερη παράμετρο, για να προσδιοριστεί από το fit. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν φαίνονται στο παρακάτω διάγραμμα (σχήμα 2.2.6).



Σχήμα 2.2.6: Διάγραμμα της θερμοκρασιακής εξάρτησης του ενεργειακού χάσματος βουρτσίτη GaN. Με κόκκινο φαίνεται το αποτέλεσμα του fit με βάση τη σχέση του Varshni^[30].

Όπως φαίνεται το αποτέλεσμα του fit με τη σχέση 2.2.2 είναι πολύ καλό και η τιμή που προέκυψε για το $\beta = -938$ είναι πολύ κοντά στην αντίστοιχη τιμή που αναφέρεται από τον Monemar. Με τον τρόπο αυτό επιβεβαιώνεται ότι το δείγμα που μελετήθηκε έχει τη δομή βουρτσίτη GaN. Επίσης, επιβεβαιώνεται και η σχέση που περιγράφει τη μη γραμμική μεταβολή του ενεργειακού χάσματος του συγκεκριμένου υλικού με τη θερμοκρασία, στο θερμοκρασιακό εύρος κάτω των 300 K.

Συνοψίζοντας, στο συγκεκριμένο κεφάλαιο παρουσιάστηκε και μελετήθηκε το φάσμα εκπομπής της φωτοφωταύγειας που εμφανίζει το GaN, λόγω διέγερσης με ακτινοβολία ενέργειας μεγαλύτερης του ενεργειακού χάσματος του υλικού. Στα φάσματα που λήφθηκαν για κάθε θερμοκρασία, φαίνεται μόνο η κορυφή στην

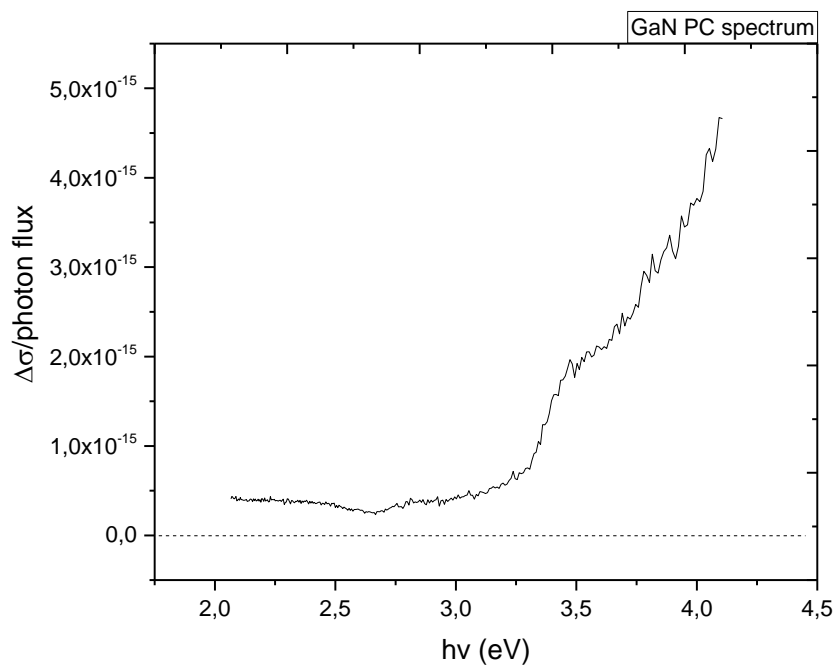
περιοχή της ακμής της απορρόφησης (edge emission) στα 3,467 eV στους 19 K και στα 3,39 eV στους 300 K και η φωνονική ρέπλικα περίπου στα 3,343 eV στην ίδια θερμοκρασία. Η κορυφή της edge emission μετατοπίζεται κατά 63 meV στο εύρος θερμοκρασιών από 19 – 300 K, ακολουθώντας τη μεταβολή του ενεργειακού χάσματος. Επίσης, μέσω της μελέτης της θερμοκρασιακής εξάρτησης του ενεργειακού χάσματος $E_g(T)$, επιβεβαιώθηκε ότι περιγράφεται από την αριθμητική έκφραση της γενικής σχέσης του Varshni, από το Monemar^[27] και ότι το δείγμα GaN που μελετήθηκε έχει κρυσταλλική δομή βουρτσίτη.

2.3 Φασματική απόκριση της φωτοαγωγιμότητας

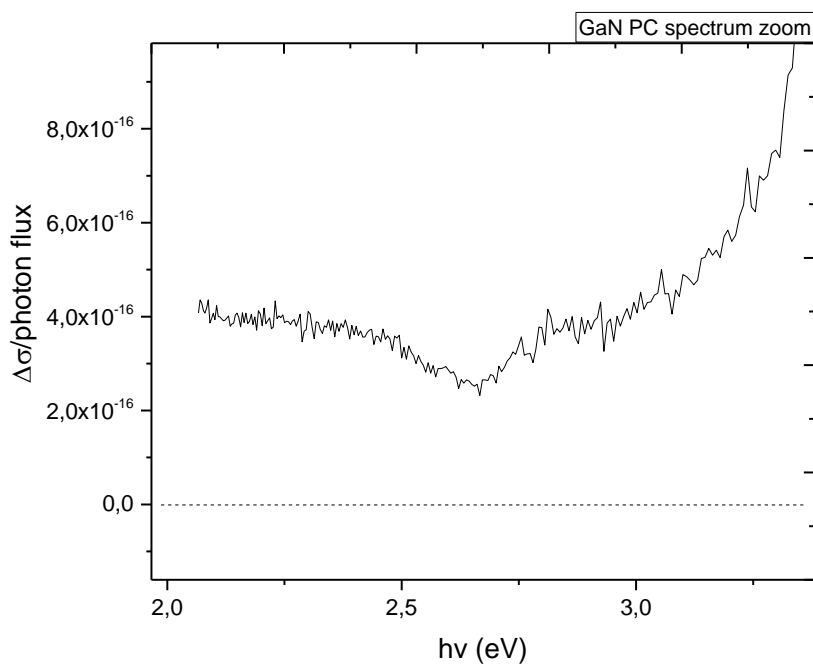
Ένα από τα πιο διαδεδομένα εργαλεία, που χρησιμοποιούνται για τον οπτοηλεκτρικό χαρακτηρισμό ημιαγώγιμων υλικών, είναι η μελέτη της φασματικής εξάρτησης της φωτοαγωγιμότητας. Μια τέτοια φασματοσκοπική ανάλυση, μπορεί να παρέχει μια εικόνα της συνεισφοράς των ενεργειακών επιπέδων των ατελειών, που βρίσκονται εντός του ενεργειακού χάσματος και συμμετέχουν στις ηλεκτρονικές μεταβάσεις που σχετίζονται με την εμφάνιση της φωτοαγωγιμότητας. Επίσης, επιτρέπει και ένα προσεγγιστικό προσδιορισμό του ενεργειακού χάσματος των υλικών, μέσω της σχέσης του συντελεστή απορρόφησης με τη φωτοαγωγιμότητα, στο όριο της ισχυρής απορρόφησης.

Οι πειραματικές μετρήσεις λήφθηκαν για το GaN (δείγμα A) και χρησιμοποιήθηκε η διάταξη A. Το δείγμα βρίσκεται στο κουτί της διάταξης A, σε θερμοκρασία 310K. Το κουτί έχει τοποθετηθεί κατακόρυφα σε κατάλληλη στήριξη, ώστε στην πάνω επιφάνεια να τοποθετηθεί ο μονοχρωμάτορας, με τον οπτικό άξονα εξόδου της ακτινοβολίας, ευθυγραμμισμένο με το υπό μελέτη δείγμα. Ως πηγή ακτινοβολίας χρησιμοποιήθηκε λάμπα Xenon, η ακτινοβολία της οποία διέρχεται και αναλύεται από μονοχρωμάτορα Oriel, ώστε να υπάρχει έλεγχος του μήκους κύματος της ακτινοβολίας που προσπίπτει στο δείγμα για τη λήψη κάθε μεμονωμένης μέτρησης.

Οι μετρήσεις λήφθηκαν στο φάσμα ακτινοβολίας από 600 – 300 nm με βήμα 10 nm και χρόνο αναμονής μεταξύ της αλλαγής του μήκους κύματος και της λήψης κάθε μέτρησης, κατάλληλο ώστε να προλαβαίνει το δείγμα να ισορροπεί στη σταθερή κατάσταση φωτοαγωγιμότητας για κάθε μήκος κύματος. Καταγράφηκαν οι τιμές της φωτοαγωγιμότητας στο εύρος 600 – 300 nm και στη συνέχεια κανονικοποιήθηκαν ως προς τη ροή φωτονίων στην επιφάνεια του δείγματος για κάθε μήκος κύματος (εξαρτάται από τη λάμπα Xenon και το grating του μονοχρωμάτορα). Έτσι, κατασκευάστηκε το παρακάτω διάγραμμα της φασματικής απόκρισης της φωτοαγωγιμότητας του GaN.



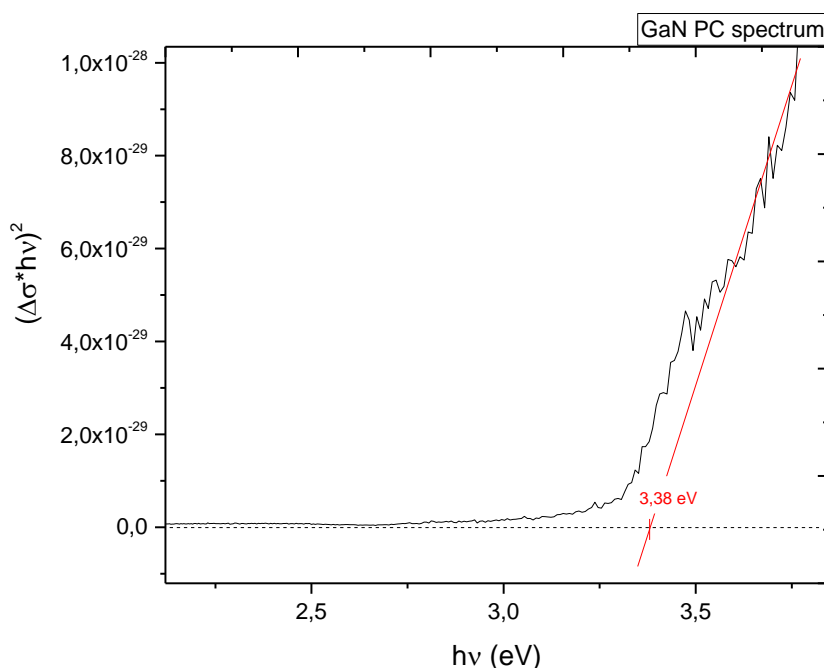
Σχήμα 2.3.1: Καμπύλη της φασματικής απόκρισης της φωτοαγωγιμότητας του GaN, από τις πειραματικές μετρήσεις που λήφθηκαν στην περιοχή μηκών κύματος από 300 – 600nm.



Σχήμα 2.3.2: Μεγέθυνση της φασματικής απόκρισης της φωτοαγωγιμότητας του GaN στην περιοχή ενεργειών από 2 – 3,3 eV.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.1, παρατηρείται μία απότομη αύξηση της φωτοαγωγιμότητας που ξεκινάει από ενέργεια ακτινοβολίας περίπου 3 eV και πάνω.

Πιθανόν να πρόκειται για ουρά Urbach που οφείλεται σε διαταραχές στα άκρα των ζωνών και παρατηρείται σε όλους τους ημιαγωγούς άμεσου ενεργειακού χάσματος, όπως το GaN^[24]. Στις χαμηλότερες ενέργειες (περίπου 2,7 eV), στο σχήμα 2.3.2, παρατηρείται μικρότερη αύξηση της φωτοαγωγιμότητας, που υποδυκνύει την ύπαρξη κέντρων ατελειών σε ευρύ φάσμα ενεργειών, εντός του ενεργειακού χάσματος του υλικού. Αντίστοιχη αύξηση πιθανόν να εμφανίζεται σε ακόμα χαμηλότερες ενέργειες, μικρότερες από 2 eV, αλλά η συγκεκριμένη πειραματική διάταξη δεν επέτρεπε μετρήσεις σε αυτό το εύρος ενεργειών.



Σχήμα 2.3.3: Η καμπύλη της Tauc plot του $(\frac{\Delta\sigma}{\text{photon flux}} \cdot h\nu)^2$ σαν συνάρτηση της ενέργειας της ακτινοβολίας $h\nu$. Με κόκκινο φαίνεται η προέκταση της ευθείας που για τον προσδιορισμό του ενεργειακού χάσματος από το σημείο τομής με τον άξονα των $h\nu$.

Ένας πρώτος γραφικός προσδιορισμός του ενεργειακού χάσματος γίνεται μέσω της ευθείας που φαίνεται με κόκκινο στο σχήμα 2.3.3. Σύμφωνα με όσα αναφέρονται και στη θεωρία, η φωτοαγωγιμότητα εξαρτάται από την ένταση της ακτινοβολίας που απορροφάται από το δείγμα, η οποία σχετίζεται με το συντελεστή απορρόφησης α μέσω του νόμου του Beer. Στο εύρος για το οποίο $\alpha W \ll 1$ (όπου W το πάχος του δείγματος), η φωτοαγωγιμότητα είναι ανάλογη του συντελεστή απορρόφησης $\Delta\sigma \propto \alpha$. Στην περιοχή της ακμής της απορρόφησης (absorption edge) σε ενέργειες κοντά στο ενεργειακό χάσμα του υλικού, για το συντελεστή απορρόφησης ισχύει η σχέση^[11,12,31]

$$\alpha = A \frac{(h\nu - E_g)^r}{h\nu} \quad (2.3.1)$$

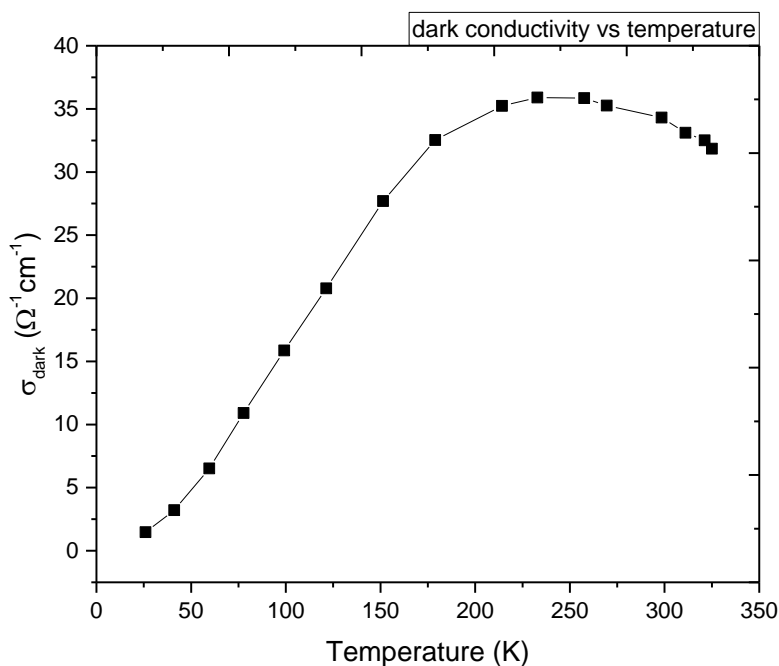
όπου A σταθερά και $r = \frac{1}{2}$ για άμεσες μεταβάσεις ή $r = 2$ για έμμεσες μεταβάσεις^[11,12]. Στη συγκεκριμένη περίπτωση μελετάται το GaN, που είναι ημιαγωγός άμεσου ενεργειακού χάσματος, επομένως $r = \frac{1}{2}$. Σύμφωνα με τη μέθοδο Tauc plot^[74,75], κατασκευάζεται το διάγραμμα $(\Delta\sigma \cdot h\nu)^2$ συναρτήσει της ενέργειας της ακτινοβολίας $h\nu$, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.3. Στην περιοχή που παρατηρείται γραμμική συμπεριφορά, σχεδιάζεται η ευθεία που φαίνεται με κόκκινο στο σχήμα 2.3.3 και το σημείο τομής της προέκτασής της με τον άξονα των ενεργειών, για $\Delta\sigma = 0$, αντιστοιχεί στην ενέργεια του ενεργειακού χάσματος του υλικού. Με τον τρόπο αυτό, προσδιορίζεται το ενεργειακό χάσμα του GaN $E_g = 3,38$ eV, σε συμφωνία με τις βιβλιογραφικές αναφορές.

Τελικά, μέσω της μελέτης της φασματικής απόκρισης της φωτοαγωγιμότητας ενός υλικού σαν το GaN, διαπιστώνεται η ύπαρξη ενεργειακών καταστάσεων εντός του ενεργειακού χάσματος μέσω της αύξησης που παρατηρείται στη φωτοαγωγιμότητα σε ευρύ φάσμα ενεργειών. Επίσης, μέσω της μεθόδου Tauc plot, πραγματοποιείται ο γραφικός προσδιορισμός του ενεργειακού χάσματος του GaN, $E_g = 3,38$ eV τιμή πολύ κοντινή σε αυτή που αναφέρεται στη βιβλιογραφία^[19,24,26] όπως και σε αυτή που υπολογίστηκε μέσω του φάσματος της φωτοφωτάγειας στο κεφάλαιο 2.2.

2.4 Θερμοκρασιακή εξάρτηση της αγωγιμότητας σκότους

Μία από τις πιο διαδεδομένες ηλεκτρικές μετρήσεις, για τη μελέτη των ιδιοτήτων των ατελειών που υπάρχουν σε έναν ημιαγωγό, είναι η μέτρηση της αγωγιμότητας του υλικού στην κατάσταση σκότους, συναρτήσεως της θερμοκρασίας. Και σε αυτό το κεφάλαιο, η μελέτη πραγματοποιείται μόνο για το δείγμα A (GaN).

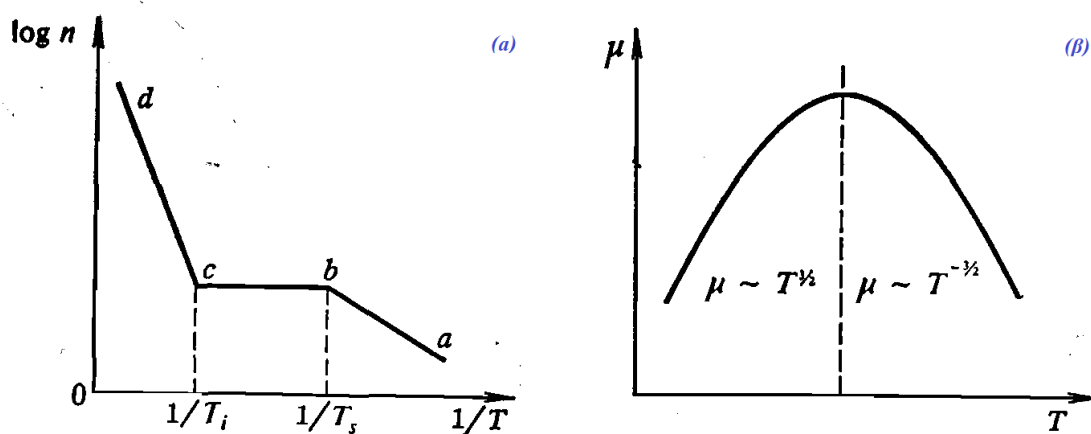
Για τη λήψη των μετρήσεων, χρησιμοποιήθηκε η διάταξη B. Το δείγμα βρίσκεται μέσα στον κρυοστάτη σε συνθήκες κενού. Λόγω της μεγάλης ευαισθησίας του δείγματος στην ακτινοβολία του περιβάλλοντα χώρου, το οπτικό παράθυρο του κρυοστάτη καλύπτεται, ώστε να εξασφαλιστεί ότι το δείγμα βρίσκεται σε συνθήκες σκότους κατά τη διάρκεια των μετρήσεων. Οι μετρήσεις της αγωγιμότητας λήφθηκαν στο εύρος θερμοκρασιών από 26 – 325 K και μετά την κάθε αλλαγή θερμοκρασίας (πριν τη λήψη της αντίστοιχης μέτρησης) το δείγμα αφήνεται να ηρεμήσει στη νέα κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας. Από τα αποτελέσματα των μετρήσεων, κατασκευάστηκε το παρακάτω διάγραμμα της αγωγιμότητας σ_{dark} συναρτήσεως της θερμοκρασίας.



Σχήμα 2.4.1: Η καμπύλη που κατασκευάστηκε από τα αποτελέσματα των μετρήσεων της αγωγιμότητας σκότους του GaN, συναρτήσεως της θερμοκρασίας (T).

Όπως φαίνεται στο παραπάνω σχήμα, η αγωγιμότητα του δείγματος αυξάνεται με την θερμοκρασία μέχρι τους 250 K περίπου. Από εκεί και πέρα, αρχίζει να παρατηρείται μείωση της αγωγιμότητας με την περαιτέρω αύξηση της θερμοκρασίας, μέχρι τους 325 K (που ήταν και το άνω όριο του εύρους θερμοκρασιών που μελετήθηκαν).

Σχετικά με την αγωγιμότητα σε τύπου n υλικά, όπως αναφέρεται και στη θεωρία, μπορεί να θεωρηθεί κατά προσέγγιση ότι εξαρτάται μόνο από τους φορείς πλειονότητας μέσω της σχέσης 1.2.2. Συνεπώς η θερμοκρασιακή εξάρτηση της αγωγιμότητας, θα οφείλεται στη θερμοκρασιακή εξάρτηση της συγκέντρωσης και της ευκινησίας των ηλεκτρονίων.



Σχήμα 2.4.2: Θερμοκρασιακή εξάρτηση (α) της συγκέντρωσης των φορέων και (β) της ευκινησίας σε έναν τυπικό ημιαγωγό.

Συγκεκριμένα, η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων (σχήμα 2.4.2,α) αυξάνεται στις χαμηλές θερμοκρασίες, λόγω ιονισμού ρηχών δοτών (περιοχή παγώματος φορέων ab). Στη συνέχεια, στην ενδιάμεση περιοχή θερμοκρασιών, οι δότες είναι πλήρως ιονισμένοι και η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων παραμένει σταθερή με την αύξηση της θερμοκρασίας (εξωγενής περιοχή bc). Στην περιοχή των υψηλών θερμοκρασιών (ενδογενής περιοχή cd), η θερμική ενέργεια είναι αρκετή για να διεγείρει φορείς από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας και η συγκέντρωση των φορέων αυξάνει και πάλι, απότομα.

Όσον αφορά την ευκινησία^[11,12,23] (σχήμα 2.4.2,β), από τις χαμηλές θερμοκρασίες (όπου κυριαρχούν οι σκεδάσεις με ιονισμένες ατέλειες) και μέχρι κάποια συγκεκριμένη θερμοκρασία αυξάνεται σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας, της μορφής $\mu_n \propto T^{3/2}$. Όσο αυξάνεται η θερμοκρασία πάνω από αυτή την τιμή, κυριαρχούν οι

μηχανισμοί σκέδασης με φωνόνια και ελεύθερους φορείς, επομένως η ευκινησία μειώνεται. Η σχέση $\mu_n \propto T^{-3/2}$ που περιγράφει αυτή τη μείωση, είναι ενδεικτική και γενικά μπορεί να παρουσιάζει αποκλίσεις ανάλογα τον ημιαγωγό, το εύρος του ενεργειακού χάσματος, το επίπεδο εμπλουτισμού (doping) και άλλους παράγοντες.

Σε γενικές γραμμές, η θερμοκρασιακή εξάρτηση της αγωγιμότητας καθορίζεται σε μεγαλύτερο βαθμό από την “ισχυρή” εκθετική εξάρτηση της συγκέντρωσης των φορέων και όχι από την “αργή” θερμοκρασιακή εξάρτηση της ευκινησίας. Όμως στην περιοχή ενδιάμεσων θερμοκρασιών, όπου η συγκέντρωση φορέων μένει πρακτικά σταθερή, η μεταβολή της αγωγιμότητας με τη θερμοκρασία οφείλεται αποκλειστικά στη θερμοκρασιακή εξάρτηση της ευκινησίας. Για αυτό παρατηρείται η μείωση της αγωγιμότητας για θερμοκρασίες μεγαλύτερες των 250 K. Λόγω του μεγάλου εύρους του ενεργειακού χάσματος του GaN, στο εύρος θερμοκρασιών που πραγματοποιούνται οι μετρήσεις, η θερμική ενέργεια δεν είναι αρκετή για να διεγερθούν φορείς από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας και έτσι δεν παρατηρείται η αντίστοιχη ενδογενής περιοχή.

Στο εύρος χαμηλών θερμοκρασιών, σε ένα υλικό που περιέχει δότες (η προσέγγιση ισχύει αν περιέχει και αποδέκτες αρκεί να μην είναι αντισταθμισμένος ο ημιαγωγός, $N_D \gg N_A$) σε ενέργεια E_D εντός του ενεργειακού χάσματος, όταν οι δότες είναι μερικώς ιονισμένοι, η θερμοκρασιακή εξάρτηση της συγκέντρωσης των ηλεκτρονίων περιγράφεται από τη σχέση^[11,12]

$$n = \left(\frac{N_D N_C}{g}\right)^{1/2} \cdot e^{-\frac{E_C - E_D}{2kT}} \quad (2.4.1)$$

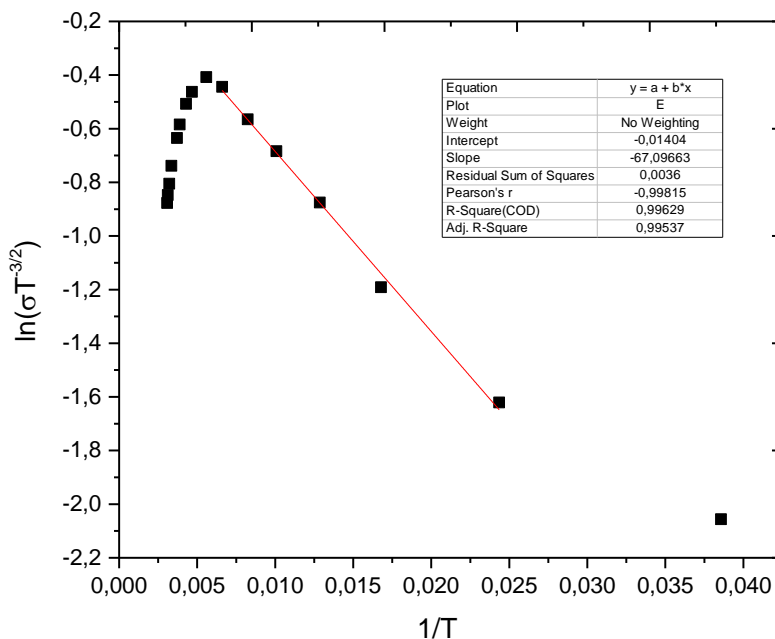
όπου N_D η συγκέντρωση των δοτών, N_C η πυκνότητα καταστάσεων στη ζώνη αγωγιμότητας, g ο παράγοντας εκφυλισμού ($g = 2$ για απλούς δότες) και η διαφορά $E_C - E_D$ αντιστοιχεί στην ενέργεια ιονισμού των δοτών.

Με βάση την παραπάνω σχέση για τη συγκέντρωση των φορέων και λαμβάνοντας υπόψιν και τη θερμοκρασιακή εξάρτηση της ευκινησίας, στο συγκεκριμένο εύρος θερμοκρασιών, η σχέση που περιγράφει την αγωγιμότητα σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας γίνεται

$$\sigma = C \cdot T^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_C - E_D}{2kT}} \quad (2.4.2)$$

όπου C σταθερά που περιλαμβάνει όλες τις υπόλοιπες σταθερές παραμέτρους.

Σύμφωνα με αυτή τη σχέση, αν σχεδιαστεί η ημιλογαριθμική καμπύλη $\ln(\sigma T^{-3/2})$ σαν συνάρτηση του $1/T$, μπορεί να γίνει μία εκτίμηση της ενέργειας ιονισμού των δοτών. Συγκεκριμένα, στην περιοχή χαμηλών θερμοκρασιών προκύπτει μία ευθεία, η κλίση της οποίας ισούται με το μισό της ενέργειας ιονισμού $\frac{E_C - E_D}{2KT}$, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 2.4.3: Ημιλογαριθμικό διάγραμμα της διορθωμένης αγωγιμότητας (με τη θερμοκρασιακή εξάρτηση της ευκινησίας των ηλεκτρονίων) συναρτήσει του $1/T$. Με κόκκινο φαίνεται το fit στη γραμμική περιοχή.

Στο σχήμα 2.4.3, με κόκκινο φαίνεται το αποτέλεσμα του γραμμικού fit που πραγματοποιήθηκε. Η κλίση της ευθείας, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, είναι ίση με το μισό της ενέργειας ιονισμού (επί τη σταθερά K του Boltzman) και άρα $\Delta E = E_C - E_d = 11,5 \text{ meV}$ σε συμφωνία με άλλες μελέτες^[32]. Αυτή η ενέργεια ιονισμού, μπορεί να μην αντικατοπτρίζει την πραγματικότητα και σίγουρα δεν πρέπει να θεωρηθεί ως ένδειξη ύπαρξης ενός μόνο είδους δοτών. Θεωρητικά σύμφωνα με αυτό το χειρισμό, ακόμα και ένα σύνθετο σύνολο διαφορετικών δοτών, θα μπορούσε να δώσει την ψευδή εικόνα μιας στάθμης δότη, με μία ενέργεια ενεργοποίησης (όπως αναμένεται από το μονό εκθετικό της σχέσης 2.4.1).

Από τη μελέτη που πραγματοποιήθηκε στο συγκεκριμένο κεφάλαιο, δεν μπορούν να προκύψουν απόλυτα συμπεράσματα ως προς τις καταστάσεις των ατελειών που συμπεριφέρονται σαν δότες ή σαν αποδέκτες. Αυτό οφείλεται στην

ευρεία φύση των ενδογενών ατελειών του GaN, η οποία αποδεικνύεται και στη συνέχεια της εργασίας και οι οποίες μπορούν να εισάγουν επίπεδα σε ευρύ φάσμα ενεργειών εντός του ενεργειακού χάσματος του υλικού.

Παρόλα αυτά, παρατηρείται η αύξηση της αγωγιμότητας του δείγματος στην κατάσταση σκότους με τη θερμοκρασία, στην περιοχή χαμηλών θερμοκρασιών (περίπου 26 – 240 K), εξαιτίας της αύξησης της συγκέντρωσης ηλεκτρονίων λόγω θερμικού ιονισμού των δοτών. Σε αυτή την περιοχή προσδιορίζεται η ενέργεια ιονισμού ρηχών δοτών, $\Delta E = 11,5 \text{ meV}$, που συμφωνεί με τις βιβλιογραφικές αναφορές και είναι κοντά στην βιβλιογραφική τιμή της ενέργειας ιονισμού των κενών αζώτου $V_N^{[19,26]}$, που θεωρείται πως είναι ο κυρίαρχος δότης σε μη εμπλουτισμένο τύπου n GaN. Στην ενδιάμεση περιοχή θερμοκρασιών (περίπου 250 – 325 K), όπου τα περισσότερα ηλεκτρόνια που βρίσκονταν στους δότες έχουν διεγερθεί, παρατηρείται μείωση της αγωγιμότητας με τη θερμοκρασία, η οποία οφείλεται κυρίως στη θερμοκρασιακή εξάρτηση της ευκινησίας των ηλεκτρονίων.

2.5 Μεταβατικές καταστάσεις (αύξηση – μείωση) της φωτοαγωγιμότητας

Σε αυτό το κεφάλαιο θα γίνει λεπτομερής περιγραφή των πειραματικών μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν για τη μελέτη των μεταβατικών καταστάσεων αύξησης (build up) και μείωσης (decay) της φωτοαγωγιμότητας, κατά το άναμμα και το σβήσιμο της διεγείρουσας ακτινοβολίας. Επίσης, θα πραγματοποιηθεί ανάλυση των πειραματικών δεδομένων, σύμφωνα με τα επικρατέστερα μοντέλα που περιγράφουν τη μεταβολή της συγκέντρωσης φορέων και άρα της αγωγιμότητας, με στόχο την αναγνώριση του είδους των μηχανισμών που ευθύνονται για την ιδιαίτερη συμπεριφορά που εμφάνισαν τα δείγματα που μελετήθηκαν.

Για την πραγματοποίηση των συγκεκριμένων μετρήσεων, χρησιμοποιήθηκε η διάταξη A, με την ειδική γέφυρα στήριξης για τα LED που χρησιμοποιήθηκαν ως πηγές οπτικής διέγερσης, όπως αναφέρθηκε στο κεφάλαιο που περιγράφονται οι πειραματικές διατάξεις. Τα δύο δείγματα, έμεναν στο κουτί σε κατάσταση σκότους και θερμοκρασία 310 K, για περίπου μία ώρα προτού ξεκινήσει η κάθε μέτρηση, ώστε να εξασφαλιστούν συνθήκες θερμοκρασιακής σταθερότητας και να βρεθεί το δείγμα σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας στη νέα θερμοκρασία. Η κάθε μέτρηση διήρκεσε αρκετές ώρες, μέχρι και ημέρες σε ορισμένες περιπτώσεις και πραγματοποιήθηκε ως εξής:

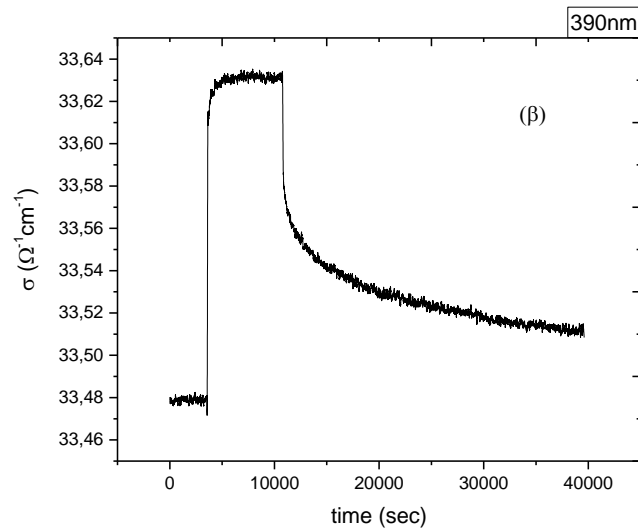
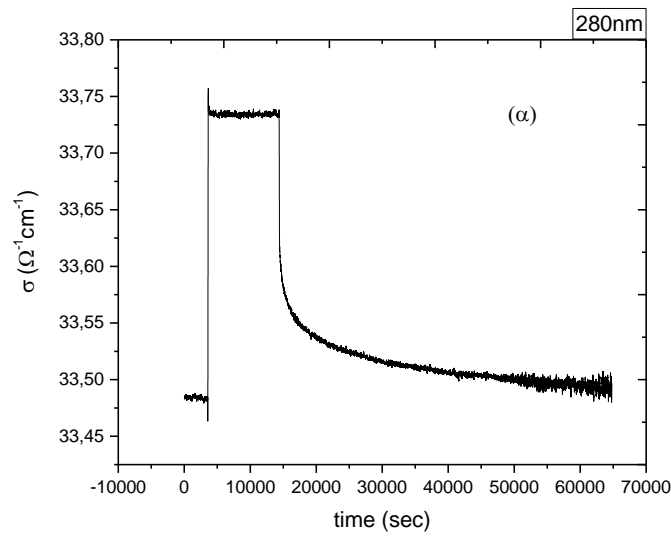
Κατά το πρώτο χρονικό διάστημα της μέτρησης, καταγράφηκε η αγωγιμότητα σκότους, ώστε να επιβεβαιωθεί ότι το δείγμα βρίσκεται στην κατάσταση ισορροπίας.

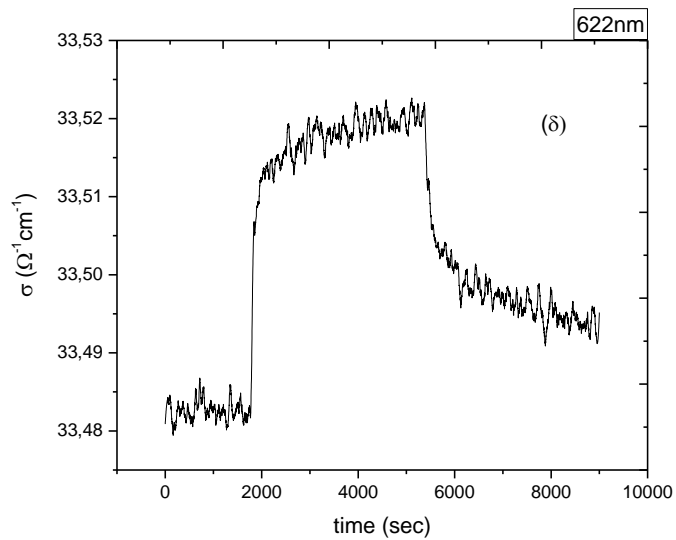
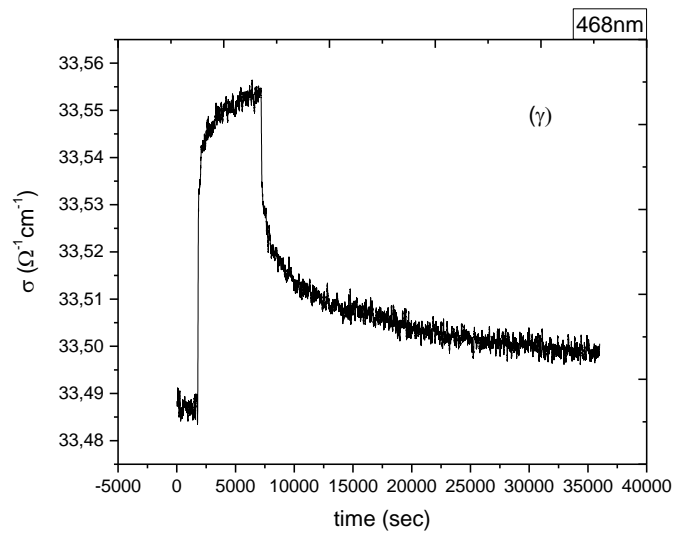
Στη συνέχεια, ανάβει το LED που χρησιμοποιείται ως πηγή οπτικής διέγερσης και καταγράφεται η αύξηση (build up) της αγωγιμότητας.

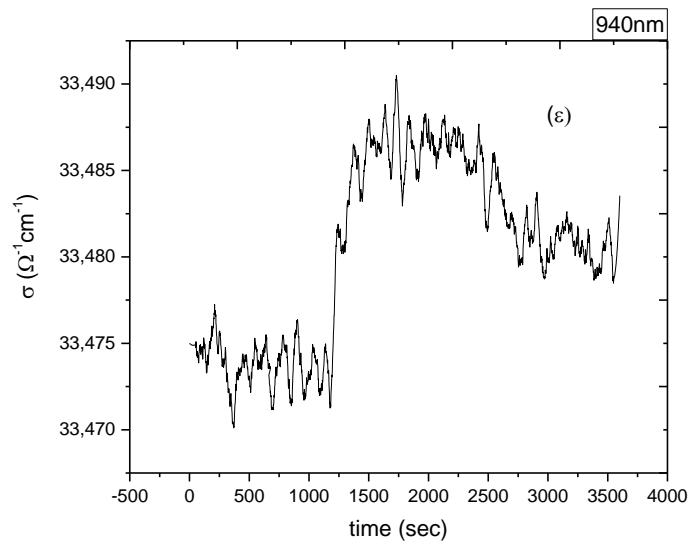
Τέλος, η πηγή ακτινοβολίας σβήνει και καταγράφεται η μείωση (decay) της αγωγιμότητας (λόγω μεγάλων χρόνων αποκατάστασης, δεν καταγράφηκε όλη η μείωση, μέχρι την αρχική τιμή στην κατάσταση σκότους).

Επίσης, μετά από κάθε μέτρηση, το δείγμα έμενε σε συνθήκες σκότους και θερμοκρασία δωματίου για πάνω από μία ημέρα, ώστε να επανέλθει στην αρχική του κατάσταση.

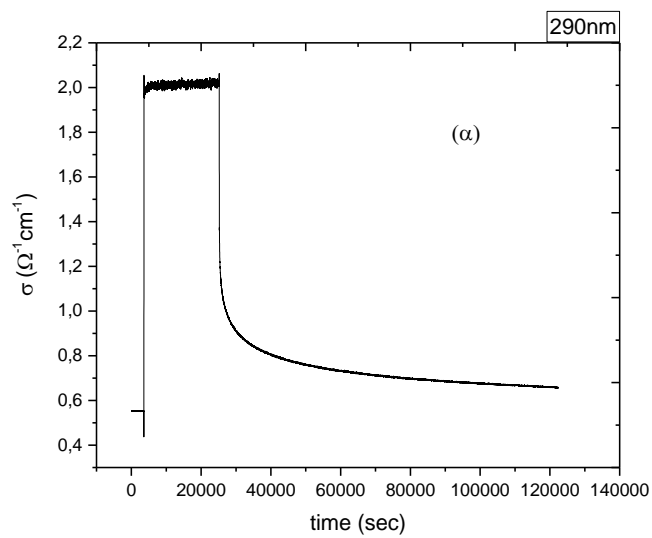
Ως πηγή ενδογενούς οπτικής διέγερσης ($h\nu > E_g$) χρησιμοποιήθηκε ένα LED μήκους κύματος 280nm και ως πηγές εξωγενούς οπτικής διέγερσης ($h\nu < E_g$) τέσσερα LEDs με μήκη κύματος 390, 468, 622 και 940 nm. Για όλα τα μήκη κύματος, η ροή φωτονίων στην επιφάνεια του δείγματος είναι περίπου $N_{ph} = 1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Παρακάτω φαίνονται τα διαγράμματα της αγωγιμότητας σαν συνάρτηση του χρόνου, που κατασκευάστηκαν από τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα για τα δύο δείγματα και για όλα τα μήκη κύματος που αναφέρθηκαν παραπάνω.

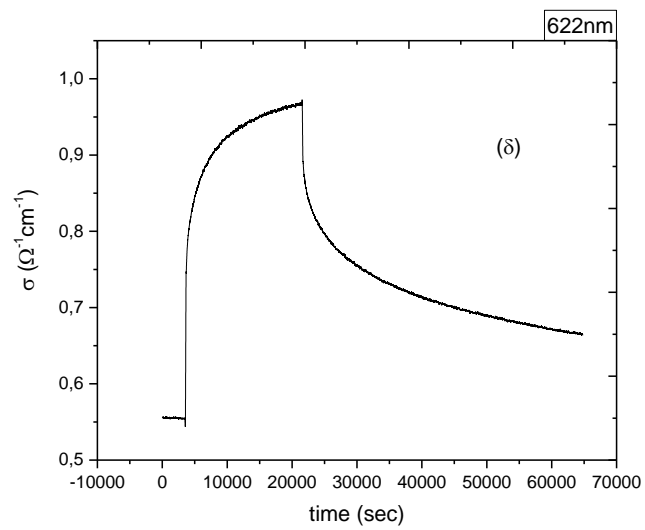
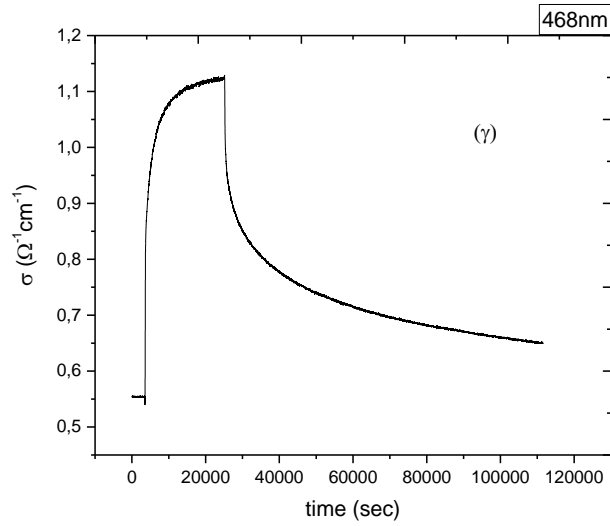
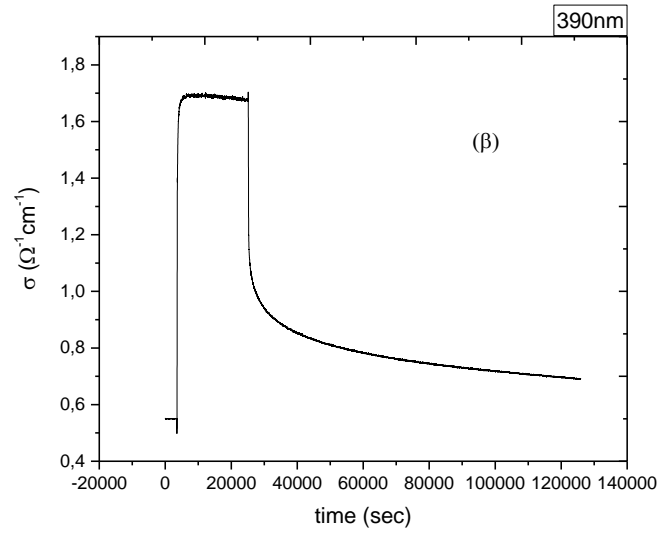


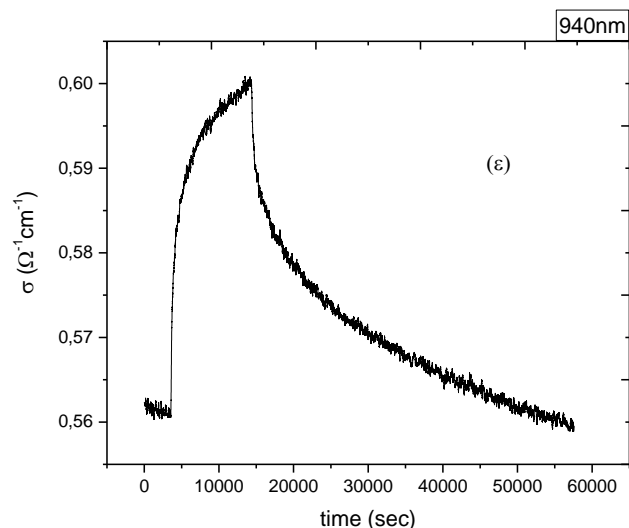




Σχήμα 2.5.1: Διαγράμματα της αγωγιμότητας του δείγματος A (GaN) σαν συνάρτηση του χρόνου, υπό σταθερό φωτισμό (α) 280nm, (β) 390nm, (γ) 468nm, (δ) 622nm, (ε) 940nm.







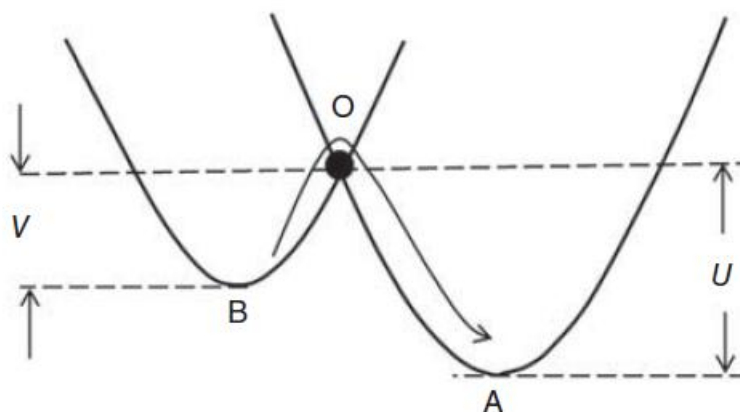
Σχήμα 2.5.2: Διαγράμματα της αγωγιμότητας του δείγματος B (GaN/AlGaN) σαν συνάρτηση του χρόνου, υπό σταθερό φωτισμό (α) 280nm, (β) 390nm, (γ) 468nm, (δ) 622nm, (ε) 940nm.

Στα παραπάνω διαγράμματα, παρατηρούνται εύκολα οι μεγάλοι χρόνοι που απαιτούνται για τον εφησυχασμό και των δύο δειγμάτων, από τη στιγμή που σβήνει η πηγή ακτινοβολίας, μέχρι να φτάσουν στην κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας σε συνθήκες σκότους.

Το φαινόμενο κατά το οποίο η αύξηση της αγωγιμότητας, λόγω των φορέων που δημιουργούνται από απορρόφηση ακτινοβολίας, παραμένει για μεγάλους χρόνους μετά την αφαίρεση της ακτινοβολίας που προκάλεσε τη διέγερση, λέγεται παραμένουσα φωτοαγωγιμότητα (persistent photoconductivity – PPC). Αυτό το φαινόμενο θα αποτελέσει μεγάλο μέρος της μελέτης του συγκεκριμένου κεφαλαίου, έχει παρατηρηθεί σε πολλούς ημιαγωγούς των ομάδων III-V και II-VI ^[33-36] και έχει αποδοθεί σε διάφορες αιτίες που μπορεί να εμποδίσουν την επαναπρόσληψη φορέων από παγίδες και την επανασύνδεσή τους. Η πιο πιθανή εξήγηση, φαίνεται να είναι η ύπαρξη ατελειών που είναι μετασταθείς (μεταξύ μίας ρηχής και μίας βαθιάς ενεργειακής κατάστασης). Τέτοιες ατέλειες μπορεί να είναι τα κέντρα τύπου DX ή AX (άγνωστος δότης ή αποδέκτης αντίστοιχα) που βρέθηκαν αρχικά στο GaAs. Επίσης, πολλές ενδογενείς ατέλειες με διαφορετικές καταστάσεις φορτίου (charge states) του GaN που συμπεριφέρονται ως παγίδες ηλεκτρονίων ή οπών, μπορούν να εμφανίσουν μετασταθή χαρακτήρα, με πιο πιθανούς υποψήφιους τα πλεγματικά κενά V_{Ga} ^[37-40] και οι ατέλειες λόγω αντικατάστασης ατόμων (substitutional impurity)

N_{Ga} ^[38,41-43] και Ga_{N} ^[44]. Τέλος, άλλες μελέτες έχουν εστιάσει στο ρόλο των παγίδων ηλεκτρονίων^[42,43,45] και άλλες στο ρόλο των παγίδων οπών^[38,39,46,47], στο συγκεκριμένο φαινόμενο.

Τέτοιου είδους μετασταθή κέντρα, υπόκεινται σε μεγάλο εφισυχασμό πλέγματος (lattice relaxation) και μπορούν να μετατραπούν από ρηχί σε βαθείς δότες (ή αποδέκτες αντίστοιχα)^[48]. Για παράδειγμα ένα κέντρο τύπου DX που βρίσκεται στη μετασταθή ρηχή κατάσταση (“0”), για να επιστρέψει στη σταθερή κατάσταση (“-“) (ground state), πρέπει να προσλάβει ένα ηλεκτρόνιο και να ξεπεράσει τον ενεργειακό φραγμό V , όπως φαίνεται και από το βέλος στο σχήμα 2.5.3^[22].



Σχήμα 2.5.3: Διάγραμμα *configuration coordinate*, για ένα κέντρο τύπου DX στο GaN, όπου η παραβολή B αναφέρεται στη ρηχή κατάσταση (*shallow donor*) και η A στη βαθιά (*deep donor*)^[22].

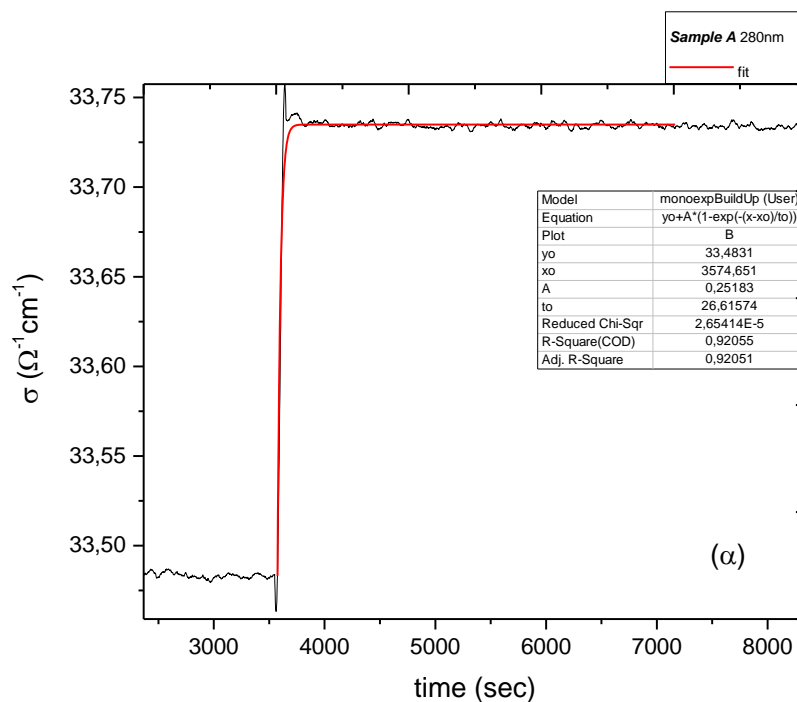
Η διαφορά στον εφισυχασμό πλέγματος μεταξύ των δύο καταστάσεων, δημιουργεί αυτόν το φραγμό δυναμικού (*capture barrier*) που εμποδίζει την επαναπρόσληψη του φορέα στη σταθερή βαθιά κατάσταση, με αποτέλεσμα την εμφάνιση παραμένουσας φωτοαγωγιμότητας (PPC).

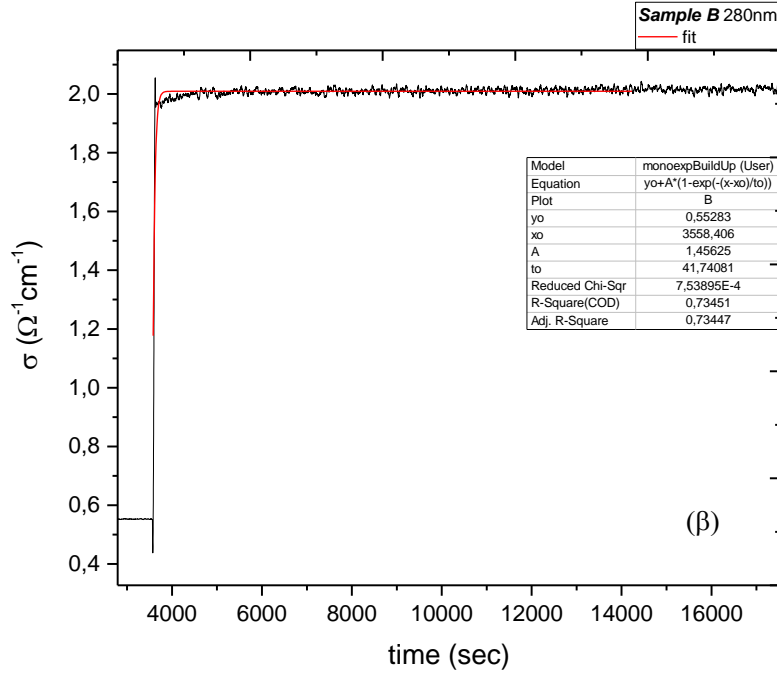
Η ανάλυση του φαινομένου μέσω των πειραματικών μετρήσεων, θα γίνει ξεχωριστά για τις δύο μεταβατικές καταστάσεις της φωτοαγωγιμότητας (*build up* και *decay*), αν και φαίνεται να υπάρχει κάποια σχέση μεταξύ των δύο διεργασιών. Αρχικά θα μελετηθεί η μεταβατική κατάσταση του *build up*, δηλαδή η χρονική περίοδος αύξησης της αγωγιμότητας του δείγματος, από τη χρονική στιγμή που ξεκινάει να βρίσκεται υπό φωτισμό, μέχρι τη στιγμή που φτάνει στη σταθερή κατάσταση φωτοαγωγιμότητας, σ_{max} .

Συγκεκριμένα, για την περίπτωση που τα δείγματα δέχονται ακτινοβολία 280nm, που αντιστοιχεί σε ενέργεια μεγαλύτερη του ενεργειακού χάσματος, πέραν των μεταβάσεων στις οποίες συμμετέχουν τα κέντρα που αναφέρθηκαν προηγουμένως, επιτρέπονται και οι διαζωνικές μεταβάσεις από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Συνεπώς, η αγωγιμότητα συναρτήσει του χρόνου σε αυτή την περίπτωση θα περιγράφεται, σύμφωνα με τη λύση της διαφορικής εξίσωσης 1.2.9 από το πρώτο κεφάλαιο, από τη συνάρτηση^[49]

$$\sigma(t) = \sigma_d + (\sigma_{\max} - \sigma_{\text{dark}}) \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (2.5.1)$$

όπου σ_d η αγωγιμότητα στην κατάσταση σκότους. Τα fit (σχήμα 2.5.4) με την εξίσωση (2.5.1) είναι αρκετά καλά και επιβεβαιώνουν πως σε αυτή την περίπτωση (ακτινοβολίας ενέργειας μεγαλύτερης του ενεργειακού χάσματος) κυριαρχούν οι διαζωνικές μεταβάσεις.





Σχήμα 2.5.4: Τα αποτελέσματα του fitting με την εξίσωση 2.5.1 για την περίπτωση προσπίπτουσα ακτινοβολίας 280nm **α**) για το δείγμα A (GaN), **β**) για το δείγμα B (GaN/AlGaIn).

Στις υπόλοιπες περιπτώσεις, που η προσπίπτουσα ακτινοβολία είναι ενέργειας μικρότερης του ενεργειακού χάσματος, η ανάλυση βασίζεται στο μοντέλο του Dissanayake^[50,51], που αφορά στα κέντρα DX στο GaAs. Σύμφωνα με αυτό το μοντέλο, υπό την υπόθεση ότι η συγκέντρωση τέτοιων κέντρων δεν είναι πολύ μεγαλύτερη από τη συγκέντρωση φορέων πλειοψηφίας (ηλεκτρονίων σε υλικά τύπου n) και ότι η συγκέντρωση των θερμικώς διεγερόμενων ελεύθερων φορέων είναι πολύ μικρή συγκριτικά με τη συγκέντρωση των οπτικώς διεγερόμενων, όταν ένα τέτοιο κέντρο φωτίζεται με ακτινοβολία ενέργειας υπό του ενεργειακού χάσματος, ο ρυθμός μεταβολής της συγκέντρωσης των φορέων περιγράφεται από την εξίσωση

$$\frac{dn}{dt} = g \cdot (N_{DX} - n) - \omega n \quad (2.5.2)$$

όπου $g = N_{ph} \cdot \sigma_{DX}$ ο ρυθμός δημιουργίας ηλεκτρονίων, N_{DX} η συγκέντρωση των κέντρων τύπου DX, N_{ph} η ροή φωτονίων ανά μονάδα επιφάνειας, σ_{DX} η ενεργός διατομή φωτοϊονισμού των κέντρων και ω ο ρυθμός αυθόρμητης επανασύνδεσης των ηλεκτρονίων κατά το build up. Λύση της εξίσωσης 2.5.2, που δίνει τη συγκέντρωση των ηλεκτρονίων συναρτήσει του χρόνου είναι η

$$n(t) = n_{max}(1 - e^{-at}) \quad (2.5.3)$$

όπου $\alpha = \omega + g$ η χαρακτηριστική συχνότητα του build up, που σχετίζεται με το decay και n_{\max} το επίπεδο κορεσμού της συγκέντρωσης των ελεύθερων ηλεκτρονίων στη σταθερή κατάσταση φωτοαγωγιμότητας, όπου

$$\frac{dn}{dt} = 0 \rightarrow g \cdot (N_{DX} - n) - \omega n = 0 \rightarrow g N_{DX} = (g + \omega) n_{\max}$$

και άρα

$$n_{\max} = \frac{g N_{DX}}{g + \omega} \quad (2.5.4)$$

Και επειδή οι μετρήσεις λήφθηκαν για την αγωγιμότητα, από τη σχέση 1.2.3 του πρώτου κεφαλαίου, υπό την προσέγγιση $\Delta n \gg \Delta p$ (λόγω του ότι τα δείγματα είναι τύπου n), καθώς και ότι η ευκινησία των φορέων δεν εξαρτάται από τη συγκέντρωσή τους και μέσω της σχέσης 1.2.4, η έκφραση που περιγράφει την αγωγιμότητα σαν συνάρτηση του χρόνου θα είναι

$$\sigma(t) = \sigma_d + (\sigma_{\max} - \sigma_d) (1 - e^{-\alpha t}) \quad (2.5.5)$$

όπου η χαρακτηριστική συχνότητα α εξαρτάται γραμμικά από τη ροή φωτονίων, σύμφωνα με τη σχέση

$$\alpha = \omega + g = \omega + N_{ph} \cdot \sigma_{DX} \quad (2.5.6)$$

και

$$\sigma_{\max} = q \cdot \mu_e \cdot n_{\max} = \frac{q \mu_e N_{DX}}{\alpha} = \frac{q \mu_e N_{DX} \cdot N_{ph} \cdot \sigma_{DX}}{\omega + N_{ph} \cdot \sigma_{DX}} \quad (2.5.7)$$

όπου q το στοιχειώδες φορτίο και μ_e η ευκινησία των ηλεκτρονίων.

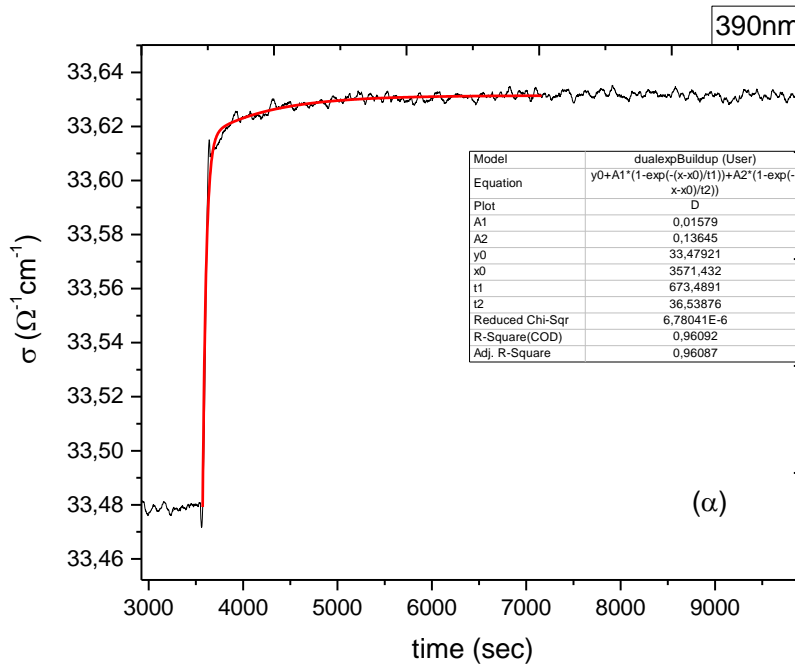
Όπως ίσως φαίνεται και από τα διαγράμματα στα σχήματα 2.5.1 και 2.5.2, η αύξηση της αγωγιμότητας δε φαίνεται να μπορεί να περιγραφεί ικανοποιητικά από μία απλή εκθετική συνάρτηση. Αντίστοιχη παρατήρηση έχει γίνει και από τον Ptak^[52], σύμφωνα με τον οποίο συμμετέχει μια γρήγορη και μία αργή σταθερά χρόνου ($\frac{1}{\alpha} = \tau$). Αυτή η παρατήρηση, σε συνδυασμό και με άλλες μελέτες που υποστηρίζουν την ύπαρξη και παγίδων οπών σε τύπου n GaN^[38,53-56], οδήγησαν σε μία πιο πλήρη διατύπωση από τον Cai^[56], ο οποίος συμπεριέλαβε στην εξίσωση που περιγράφει το build up της PPC και παγίδες οπών (η συνεισφορά των φορέων μειοψηφίας συχνά παραλείπεται), δηλαδή κέντρα τύπου AX. Έτσι, η εξίσωση 2.5.5, γίνεται

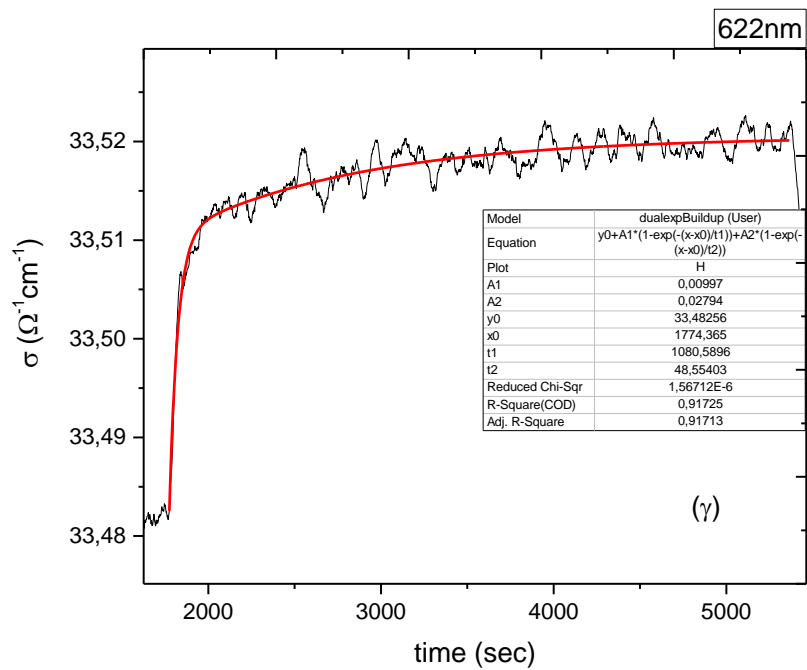
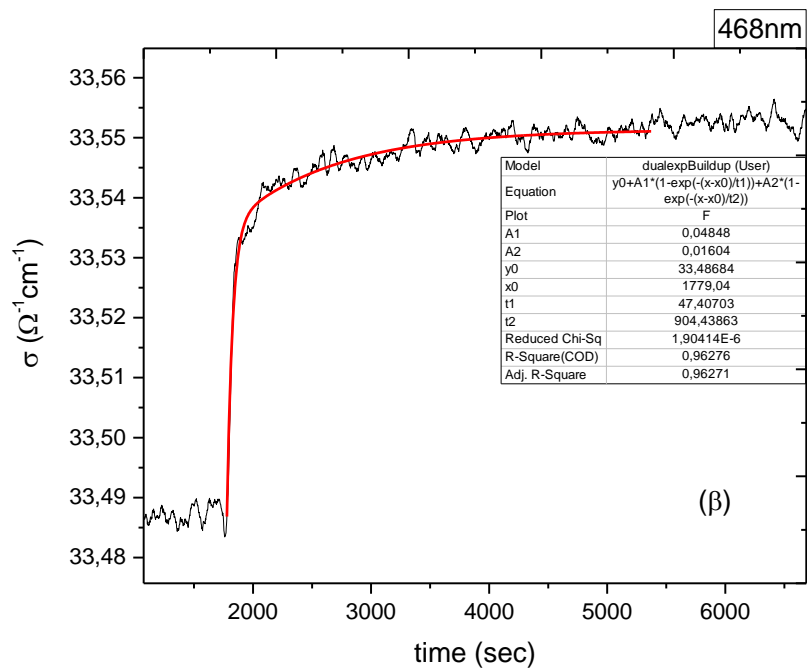
$$\sigma(t) = \sigma_d + \Delta\sigma_{\max 1} \cdot (1 - e^{-a_2 t}) + \Delta\sigma_{\max 2} \cdot (1 - e^{-a_1 t}) \quad (2.5.8)$$

όπου $\Delta\sigma_{\max 1,2} = \sigma_{\max 1,2} - \sigma_{\text{dark}}$ η συνεισφορά του κάθε μηχανισμού στη φωτοαγωγιμότητα και $a_{1,2}$ οι αντίστοιχες χαρακτηριστικές συχνότητες για τις οποίες ισχύει $a_{1,2} = \frac{1}{\tau_{1,2}}$. Να σημειωθεί εδώ ότι οι χρονικές σταθερές $\tau_{1,2}$ για το build up, δεν έχουν σχέση με εκείνες που θα χρησιμοποιηθούν στην περιγραφή του decay. Τώρα το σ_{\max} θα δίνεται από τη σχέση

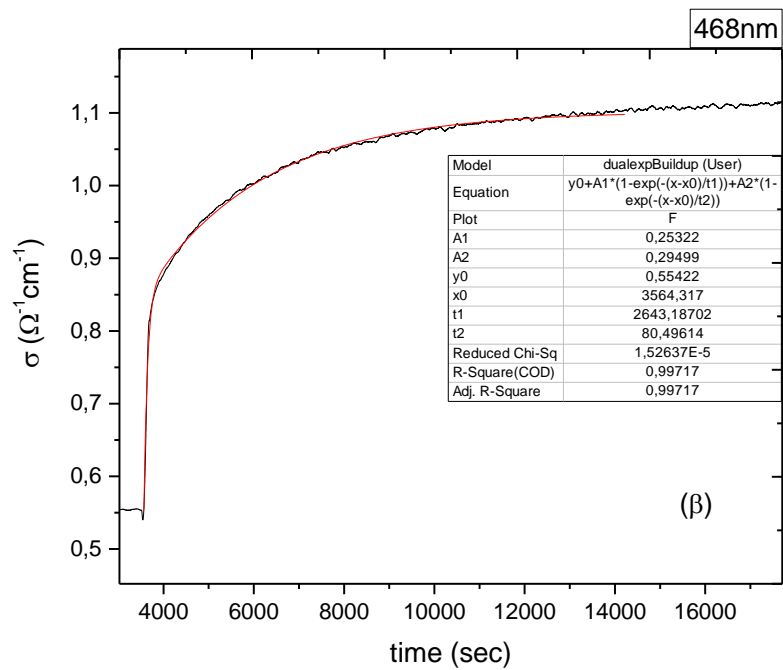
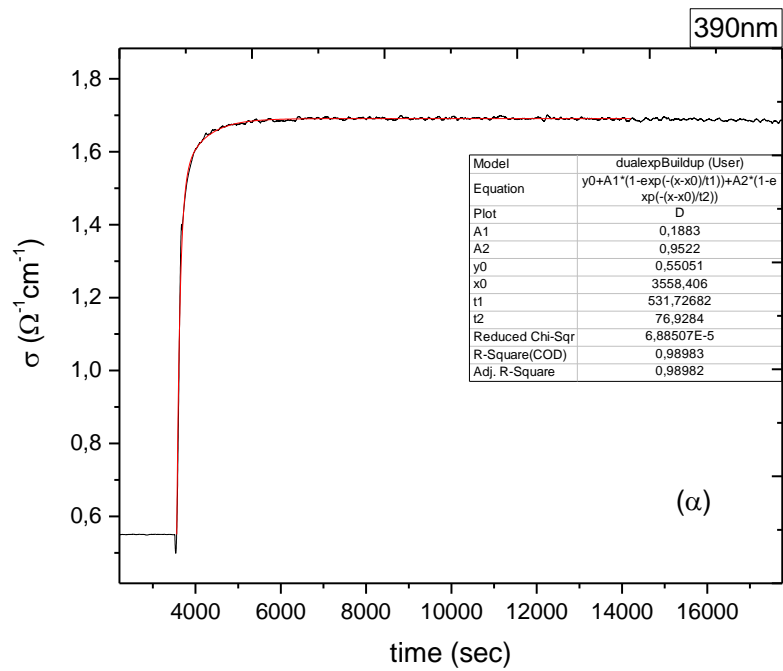
$$\sigma_{\max} = \sigma_{\max 1} + \sigma_{\max 2} = \frac{q\mu_e N_{DX 1} \cdot N_{ph} \cdot \sigma_{DX 1}}{\omega_1 + N_{ph} \cdot \sigma_{DX 1}} + \frac{q\mu_h N_{DX 2} \cdot N_{ph} \cdot \sigma_{DX 2}}{\omega_2 + N_{ph} \cdot \sigma_{DX 2}} \quad (2.5.9)$$

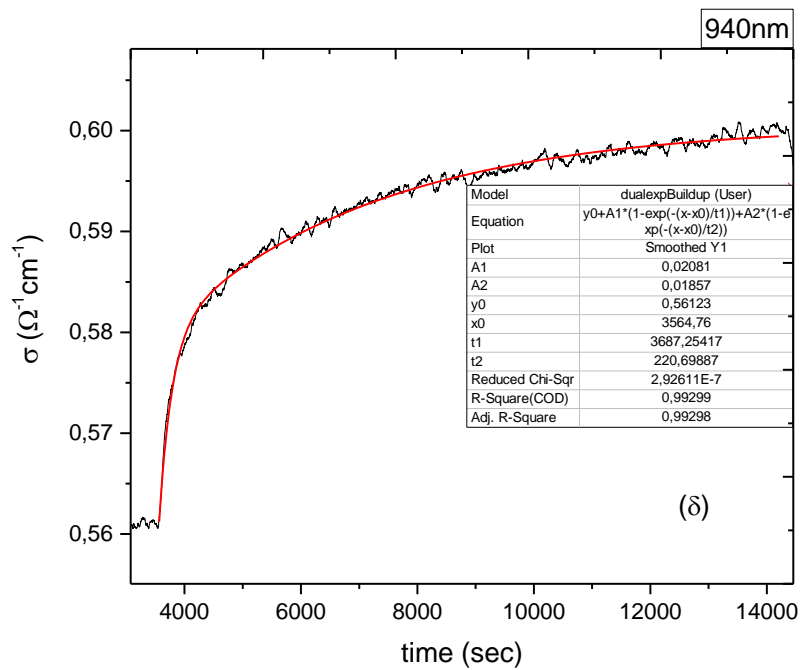
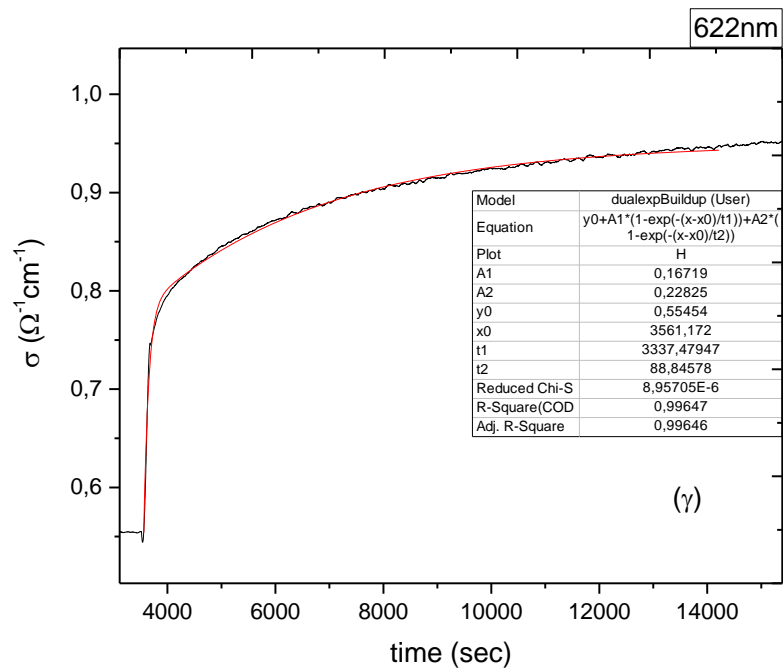
όπου μ_h η ευκινησία των οπών.





Σχήμα 2.5.5: Οι καμπύλες της αύξησης της αγωγιμότητας συναρτήσει του χρόνου για το δείγμα A (GaN) και το fitting με βάση την εξίσωση 2.5.8 για **α)** 390nm, **β)** 468nm, **γ)** 622nm.





Σχήμα 2.5.6: Οι καμπύλες της αύξησης της αγωγιμότητας συναρτήσει του χρόνου για το δείγμα B (GaN/AlGaN)) και το fitting με βάση την εξίσωση 2.5.8 για **α)** 390nm, **β)** 468nm, **γ)** 622nm και **δ)** 940nm.

Στα παραπάνω σχήματα (2.5.5 και 2.5.6), παρουσιάζονται οι γραφικές παραστάσεις της αγωγιμότητας συναρτήσει του χρόνου κατά το build up και για τα

δύο δείγματα, για όλα τα μήκη κύματος της ακτινοβολίας, με το fit που έγινε (κόκκινη γραμμή) με βάση την εξίσωση 2.5.8. Το fit έγινε σε ένα χρονικό διάστημα 3600s για το δείγμα A και 10600s για το δείγμα B, από τη στιγμή t_0 που ξεκινάει να φωτίζεται το κάθε δείγμα. Τα αποτελέσματα που έδωσε το fit για τις τιμές των παραμέτρων, φαίνονται συγκεντρωμένα για το κάθε δείγμα στον πίνακα 2.5.1.

Μήκος Κύματος Ακτινοβολίας (nm)	Δείγμα A				Δείγμα B			
	$\Delta\sigma_{max1}$	τ_1 (s)	$\Delta\sigma_{max2}$	τ_2 (s)	$\Delta\sigma_{max1}$	τ_1 (s)	$\Delta\sigma_{max2}$	τ_2 (s)
390	1,36E-01	36,54	1,58E-02	673,49	9,52E-01	76,93	1,88E-01	531,73
468	4,85E-02	47,41	1,60E-02	904,44	2,95E-01	80,5	2,53E-01	2643,19
622	2,79E-02	48,55	9,97E-03	1080,59	2,23E-01	88,85	1,67E-01	3337,48
940	1,86E-02	220,7	2,08E-02	3687,25

Πίνακας 2.5.1: Στον πίνακα παρουσιάζονται συγκεντρωμένα οι τιμές των παραμέτρων, για τις οποίες έγιναν τα αντίστοιχα fit με βάση την εξίσωση 2.5.8, για τα δύο δείγματα και για όλες τις ακτινοβολίες ενέργειας υπό του ενεργειακού χάσματος.

Όπως φαίνεται το fit με βάση την εξίσωση 2.5.8 είναι πολύ καλό και οι τιμές των χρονικών παραμέτρων υποδεικνύουν ότι οι μηχανισμοί που συνεισφέρουν, είναι κοινοί σε κάθε περίπτωση. Μάλιστα, οι τιμές των $\tau_{1,2}$ και για τα δύο δείγματα, δείχνουν ότι η συνεισφορά του μηχανισμού 1 φτάνει σε κατάσταση κόρου νωρίτερα από ότι ο μηχανισμός 2, ο οποίος φαίνεται να είναι υπεύθυνος για τη σχετικά αργή αύξηση της αγωγιμότητας. Αυτές οι παρατηρήσεις, ενισχύουν την υπόθεση στην οποία στηρίζεται το μοντέλο. Ότι δηλαδή κατά το build up της PPC, συμμετέχουν δύο ανεξάρτητα επίπεδα που συμβολίζονται με τους αριθμούς 1 και 2. Επίσης, η διαφορά των $\Delta\sigma_{max1,2}$ (π.χ. για ακτινοβολία 390nm $\Delta\sigma_{max1} = 1,36 \cdot 10^{-1} \Omega^{-1}cm^{-1}$ και $\Delta\sigma_{max2} = 1,58 \cdot 10^{-2} \Omega^{-1}cm^{-1}$ για το δείγμα A και οι αντίστοιχες $\Delta\sigma_{max1} = 9,52 \cdot 10^{-1} \Omega^{-1}cm^{-1}$ και $\Delta\sigma_{max2} = 1,88 \cdot 10^{-1} \Omega^{-1}cm^{-1}$ για το δείγμα B) στηρίζει την υπόθεση ότι πρόκειται συγκεκριμένα για παγίδες ηλεκτρονίων (1) και παγίδες οπών (2), καθώς η ευκινησία των οπών είναι αρκετά μικρότερη από την ευκινησία των ηλεκτρονίων (σχέση 2.5.9). Η εγκυρότητα της υπόθεσης αυτής θα εξεταστεί περαιτέρω στη μελέτη της μεταβατικής κατάστασης του decay, αλλά και στα επόμενα κεφάλαια, στα οποία θα γίνει μελέτη της εξάρτησης της μέγιστης τιμής της φωτοαγωγιμότητας από τη ροή φωτονίων που προσπίπτουν στο δείγμα καθώς και του φαινομένου της οπτικής μείωσης (optical quenching) της φωτοαγωγιμότητας.

Τέλος, άλλη μία παρατήρηση που αξίζει να αναφερθεί, είναι πως όσο μειώνεται η ενέργεια των φωτονίων της διεγείρουσας ακτινοβολίας (αυξανόμενου του μήκους κύματος) φαίνεται να μειώνεται η συνεισφορά του μηχανισμού (1) στη φωτοαγωγιμότητα. Μάλιστα στην περίπτωση του δείγματος B και υπό φωτισμό 940nm, ο “γρήγορος” μηχανισμός (1), φαίνεται να συνεισφέρει λιγότερο από τον (2) ($\Delta\sigma_{\max 1} = 1,86 \cdot 10^{-2} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ και $\Delta\sigma_{\max 2} = 2,08 \cdot 10^{-2} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$).

Σε αυτό το σημείο, η μελέτη εστιάζει στη μεταβατική κατάσταση της μείωσης της αγωγιμότητας (decay), μετά την αφαίρεση της πηγής οπτικής διέγερσης. Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, παρατηρείται εύκολα το φαινόμενο της PPC, καθώς η αγωγιμότητα παραμένει σε τιμές μεγαλύτερες τις τιμές που έχει στην κατάσταση σκότους για πολύ μεγάλους χρόνους (ειδικά για το δείγμα B, στις περισσότερες περιπτώσεις χρειάστηκε πάνω από μία ημέρα, μέχρι να επανέλθει το δείγμα στην κατάσταση ισορροπίας – σκότους). Πιο συγκεκριμένα, μετά το σβήσιμο της διεγείρουσας ακτινοβολίας, η αρχική απότομη μείωση της αγωγιμότητας, ακολουθείται από μία πολύ αργή, σταθερή μείωση. Αυτή η συμπεριφορά, σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν και παραπάνω, αποδίδεται στο ενεργειακό φραγμό που πρέπει να ξεπεράσουν οι φορείς, για να βρεθούν στη σταθερή βαθιά κατάσταση του αντίστοιχου κέντρου.

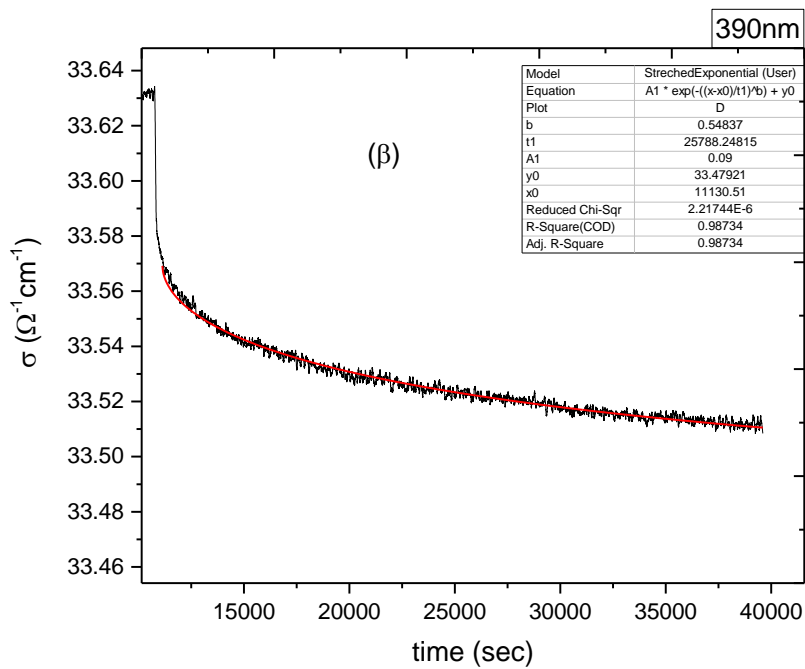
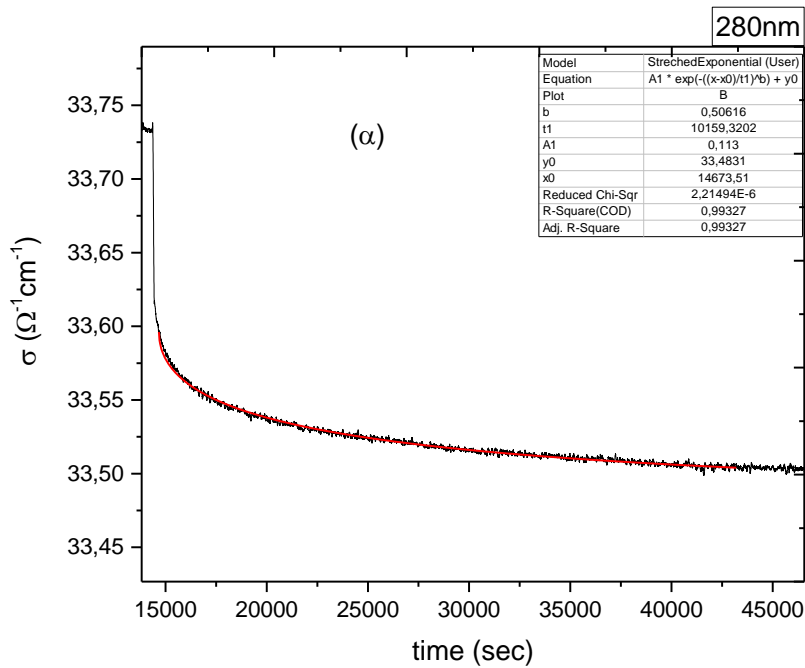
Είναι φανερό λοιπόν, πως η μείωση της φωτοαγωγιμότητας, δεν μπορεί να περιγραφεί από μία απλή εκθετική συνάρτηση. Όπως αναφέρεται σε πολλές περιπτώσεις^[39,43,57,58], ο πιο διαδεδομένος τρόπος περιγραφής της αγωγιμότητας σαν συνάρτηση του χρόνου για τη μεταβατική κατάσταση του decay, είναι μέσω της τεντωμένης εκθετικής συνάρτησης (stretched exponential function – SEF)^[59,60]

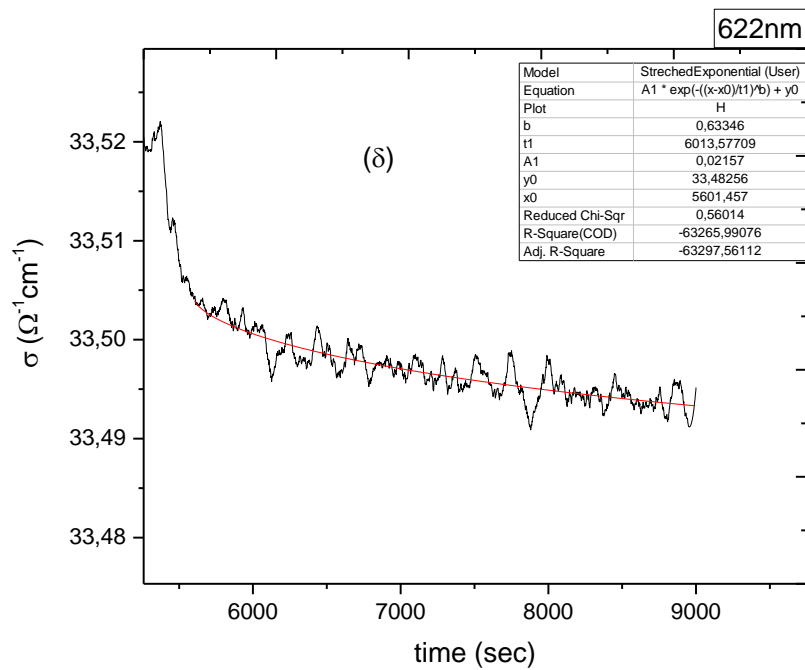
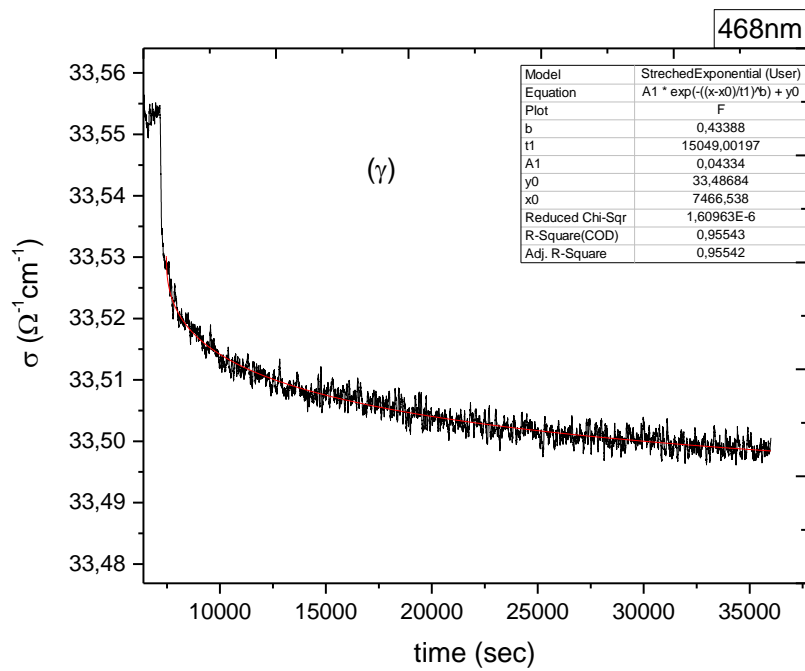
$$\sigma(t) = \sigma_d + \Delta\sigma_{\max} \cdot e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta} \quad (2.5.10)$$

όπου $0 < \beta < 1$ ο παράγοντας “τεντώματος” (stretch factor), ο οποίος δείχνει την απόκλιση της συνάρτησης από την απλή εκθετική μορφή (για $\beta=1$) και τ σταθερά χρόνου που αφορά στο decay.

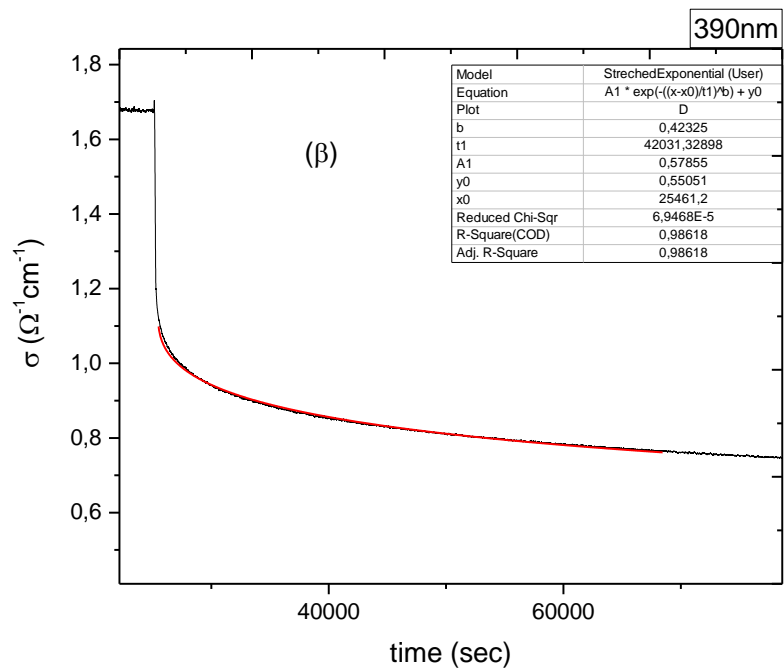
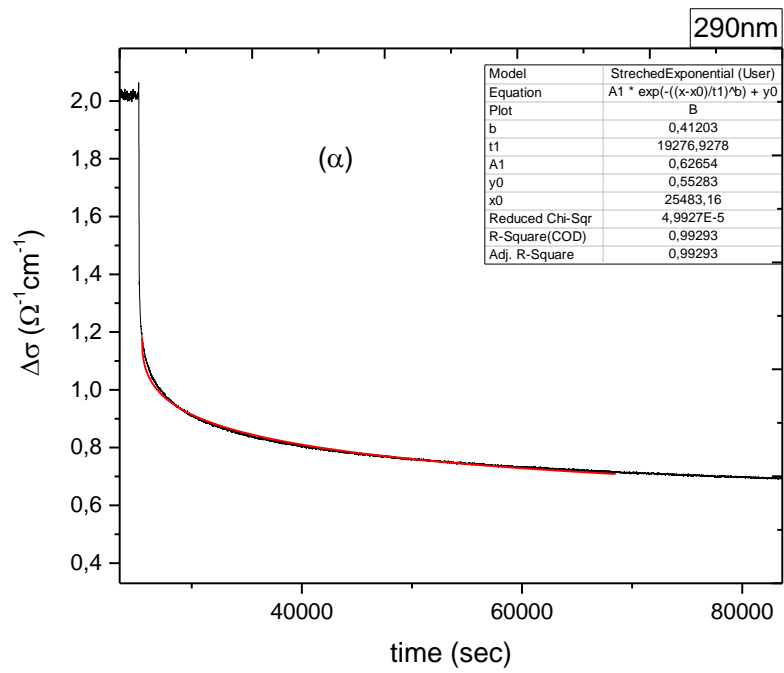
Η SEF, χρησιμοποιήθηκε πρώτη φορά από τον Rudolf Kohlrausch το 1854. Πρόκειται για ένα πολύ ισχυρό μαθηματικό εργαλείο, το οποίο έχει βρει εφαρμογή στην ανάλυση μεγάλου εύρους συστημάτων^[60,61]. Παρά την ικανοποιητική εφαρμογή της (ειδικά σε περιπτώσεις όπου μελετάται ο εφησυχασμός σε διαταραγμένα

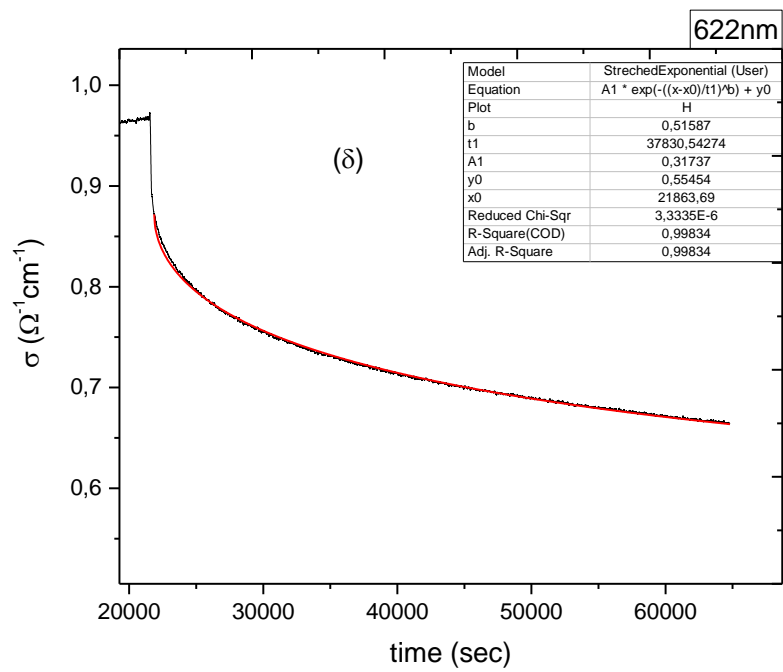
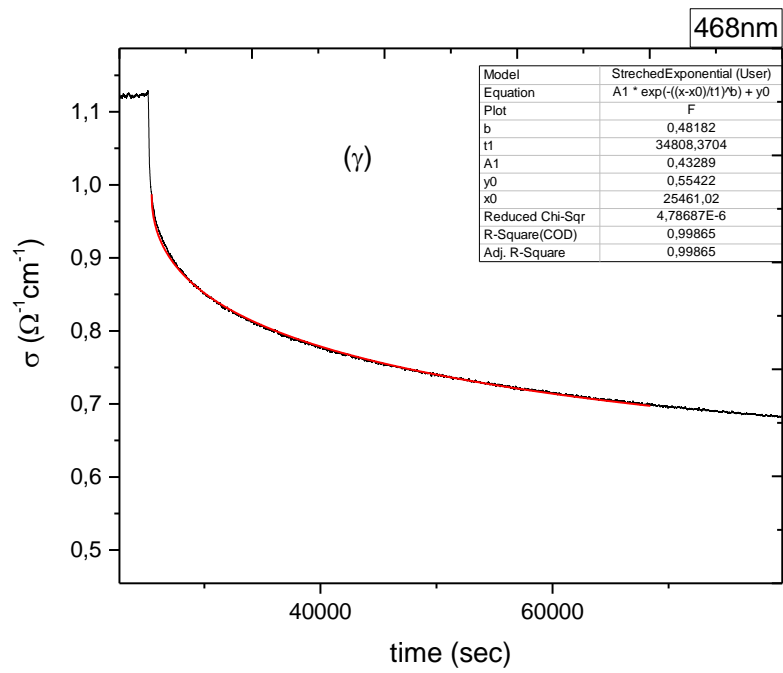
συστήματα) δεν μπορεί να δώσει μία άμεση φυσική ερμηνεία και οι παράμετροι της εξίσωσης τ , β , δεν μπορούν να συνδεθούν με συγκεκριμένες παραμέτρους του υλικού που μελετάται. Στη συγκεκριμένη περίπτωση, μπορεί να θεωρηθεί ως μία φαινομενολογική περιγραφή του εφησυχασμού των φωτοφορέων, μέσω ενός συνεχόμενου αθροίσματος εκθετικών μηχανισμών.

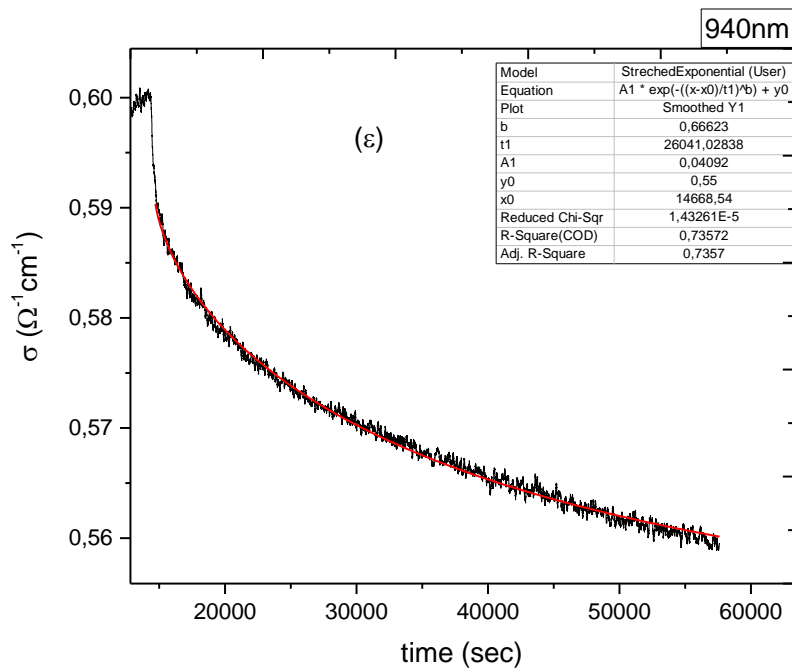




Σχήμα 2.5.7: Τα διαγράμματα μείωσης της αγωγιμότητας με το χρόνο, με το fit που έγινε (κόκκινη καμπύλη) με βάση την εξίσωση 2.5.10 για το δείγμα A (GaN), μετά το σβήσιμο της διεγείρουσας ακτινοβολίας μήκους κύματος **α)** 280nm, **β)** 390nm, **γ)** 468nm, **δ)** 622nm.







Σχήμα 2.5.8: Τα διαγράμματα μείωσης της αγωγιμότητας με το χρόνο, με το fit που έγινε (κόκκινη καμπύλη) με βάση την εξίσωση 2.5.10 για το δείγμα B (GaN/AlGaN), μετά το σβήσιμο της διεγείρουσας ακτινοβολίας μήκους κύματος **α)** 280nm, **β)** 390nm, **γ)** 468nm, **δ)** 622nm.

Στα παραπάνω διαγράμματα (σχήματα 2.5.7 και 8) φαίνεται το fit που έγινε και για τα δύο δείγματα, για όλα τα μήκη κύματος, με βάση την εξίσωση 2.5.10. Το fit έγινε για χρονικό διάστημα $\Delta t = 28500s$ για το δείγμα A (εκτός από την περίπτωση του 622nm) και $\Delta t = 43000s$ για το δείγμα B, για $t > t_{off} + 300s$ όπου t_{off} η χρονική στιγμή που σβήνει η ακτινοβολία σε κάθε περίπτωση. Τα πρώτα 300s του decay εξαιρέθηκαν, γιατί φαίνεται κάποιος γρήγορος μηχανισμός να αλλοιώνει τα αποτελέσματα που αφορούν το φαινόμενο της PPC. Το fit με την SEF (εξίσωση 2.5.10) ήταν αναμενόμενα ικανοποιητικά και οι τιμές των παραμέτρων για τις οποίες έγινε το κάθε fit, φαίνονται στον πίνακα 2.5.2.

Μήκος κύματος (nm)	<i>Stretched exponential</i>			
	Δείγμα 1 (GaN)		Δείγμα 2 (GaN/AlGaN)	
	β	τ (s)	β	τ (s)
280	0,50616	10159,3202	0,41203	19276,9278
390	0,54837	25788,2482	0,42325	42031,329
468	0,43388	15049,002	0,48182	34808,3704
622	0,63346	6013,57709	0,51587	37830,5427
940	.	.	0,66623	26041,0284

Πίνακας 2.5.2: Πίνακας αποτελεσμάτων των fit με βάση την SEF (εξίσωση 2.4.10), για το κάθε δείγμα και το κάθε μήκος κύματος.

Από το εύρος τιμών της παραμέτρου β, για τις οποίες έγιναν τα παραπάνω fit για το δείγμα A, φαίνεται να είναι αρκετά κοντά ή και λίγο μεγαλύτερες από αυτές που ανέφεραν οι Qiu και Pankove^[39] και Utsaki^[62]. Να σημειωθεί ότι, στην περίπτωση ακτινοβολίας 622nm του δείγματος A, η διαφορά με τις υπόλοιπες τιμές, φαίνεται να ωφείλεται σε μεγάλο βαθμό, στο διαφορετικού εύρους χρονικό διάστημα, στο οποίο έγινε το fit, επομένως δε λήφθηκε υπόψιν στη σύγκριση.

Αντίστοιχα για το δείγμα B, οι τιμές της παραμέτρου β είναι εξίσου κοντά και λίγο μεγαλύτερες από αυτές που αναφέρθηκαν από τον Li^[58] ενώ στην περίπτωση των 468nm σχεδόν ταυτίζεται με την αντίστοιχη τιμή που αναφέρεται σε μελέτη όμοιου δείγματος και ακτινοβολίας 470nm^[63].

Στη συνέχεια, θα εξεταστεί ένα άλλο μοντέλο που χρησιμοποιείται για την περιγραφή του εφησυχασμού των φορέων, το οποίο εστιάζει περισσότερο στο φραγμό δυναμικού που δημιουργείται κατά τον εφησυχασμό πλέγματος των ατελειών τύπου DX, όπως αναφέρθηκε και στην αρχή του κεφαλαίου. Πιο συγκεκριμένα, σύμφωνα με τον Hirsch^[64], το μοντέλο στηρίζεται στην υπόθεση ότι η ενέργεια του φραγμού (capture barrier) που εμποδίζει την επαναπρόσληψη των φορέων, δεν έχει μία συγκεκριμένη τιμή, αλλά μπορεί να πάρει τιμές που ακολουθούν κανονική (Gaussian) κατανομή $D(E_{cb})$ της μορφής:

$$D(E_{cb}) = e^{-\frac{(E_{cb} - E_0)^2}{4\sigma^2}} \quad (2.5.11)$$

όπου E_0 το μέγιστο της κατανομής και σ το εύρος της. Αυτή η υπόθεση, μπορεί να δικαιολογηθεί από την υπαρξη

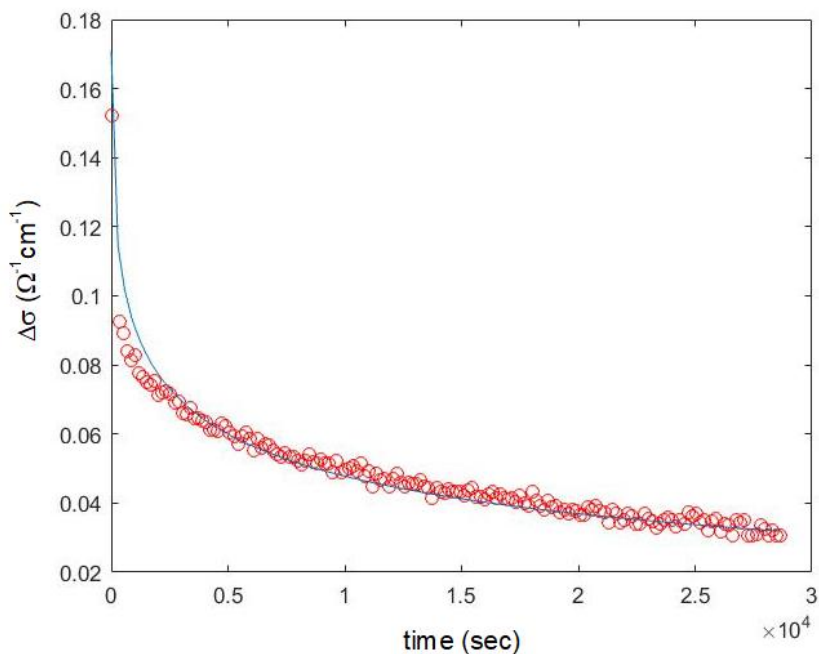
μη ομοιόμορφών πιέσεων (strain) και τάσεων (stress) στα στρώματα GaN. Επίσης, η χρονική παράμετρος του decay $\tau_d(E_{cb})$ εξαρτάται από την ενέργεια του φραγμού, σύμφωνα με τη σχέση:

$$\tau_d(E_{cb}) = \tau_0 \cdot e^{\frac{E_{cb}}{KT}} \quad (2.5.12)$$

όπου K η σταθερά Boltzmann, T η θερμοκρασία και τ_0 σταθερός συντελεστής. Έτσι, σύμφωνα με τα παραπάνω, η μεταβολή της φωτοαγωγιμότητας συναρτήσει του χρόνου, θα δίνεται από τη σχέση

$$\Delta\sigma(t) = C \cdot \int_0^\infty e^{-\frac{(E_{cb}-E_0)^2}{4\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_0 \cdot e^{\frac{E_{cb}}{KT}}}} dE_{cb} \quad (2.5.13)$$

με C σταθερά κανονικοποίησης. Ουσιαστικά, η σχέση αυτή, περιγράφει ένα άθροισμα πάνω σε όλες τις πιθανές διαδρομές (διαφορετικές τιμές E_{cb}) εφησυχασμού των φορέων, πολλαπλασιασμένη η κάθε μία με την αντίστοιχη πιθανότητα.



Σχήμα 2.5.9: Διάγραμμα των πειραματικών μετρήσεων για το δείγμα A υπό ακτινοβολία 390nm. Στο σχήμα φαίνεται και το fit με την εξίσωση 2.5.13.

Στο παραπάνω σχήματα, φαίνεται η μείωση της φωτοαγωγιμότητας και το fit των πειραματικών δεδομένων για το δείγμα A, με βάση την εξίσωση 2.5.13, για την περίπτωση των 390 nm. Το αποτέλεσμα του fit είναι πολύ καλό, με μια μικρή

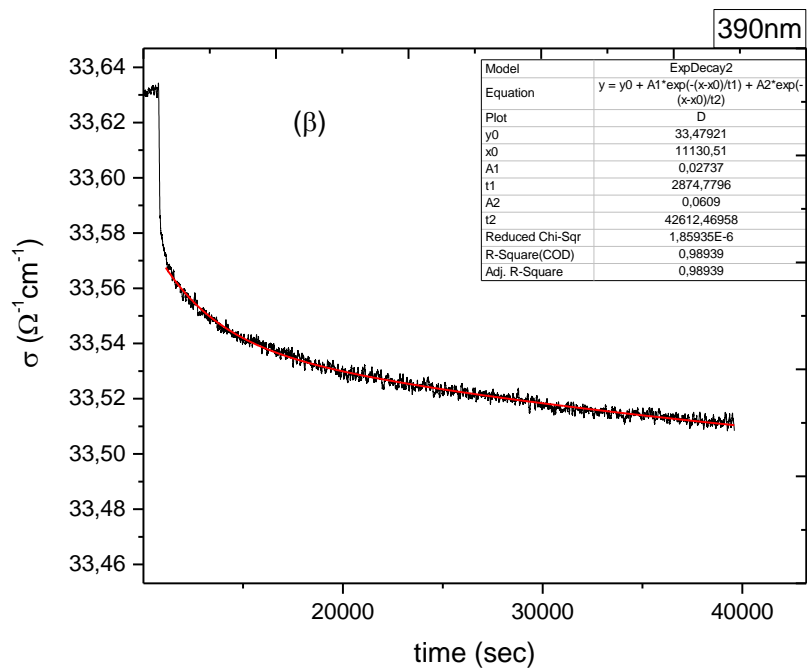
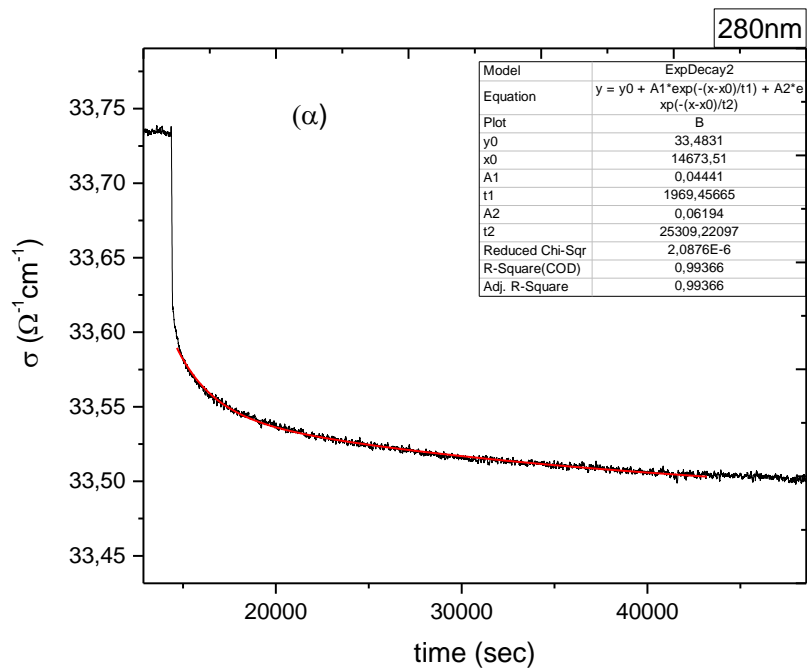
απόκλιση στους μικρούς χρόνους. Επίσης, οι τιμές των παραμέτρων που προέκυψαν φαίνεται να συμφωνούν με τη βιβλιογραφία^[64]. Συγκεκριμένα, η κατανομή των ενεργειών του φραγμού δίνει μέση ενέργεια E_0 περίπου 300 meV και εύρος κατανομής $\sigma = 63$ meV. Η μικρή απόκλιση από τις τιμές που αναφέρονται από τον Hirsch, για το ίδιο μήκος κύματος ακτινοβολίας, πιθανόν να οφείλεται στο χρονικό εύρος που μελετάται. Η σχεδόν εκθετική μείωση στους μικρούς χρόνους, ενδέχεται να οφείλεται σε κάποιον γρήγορο μηχανισμό και δεν αντικατοπτρίζει την πραγματική συνολική συμπεριφορά.

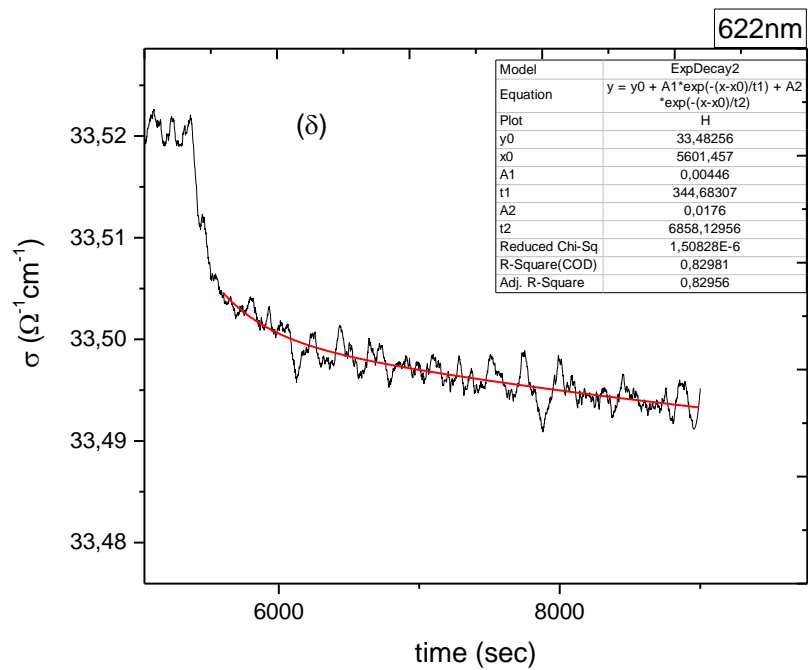
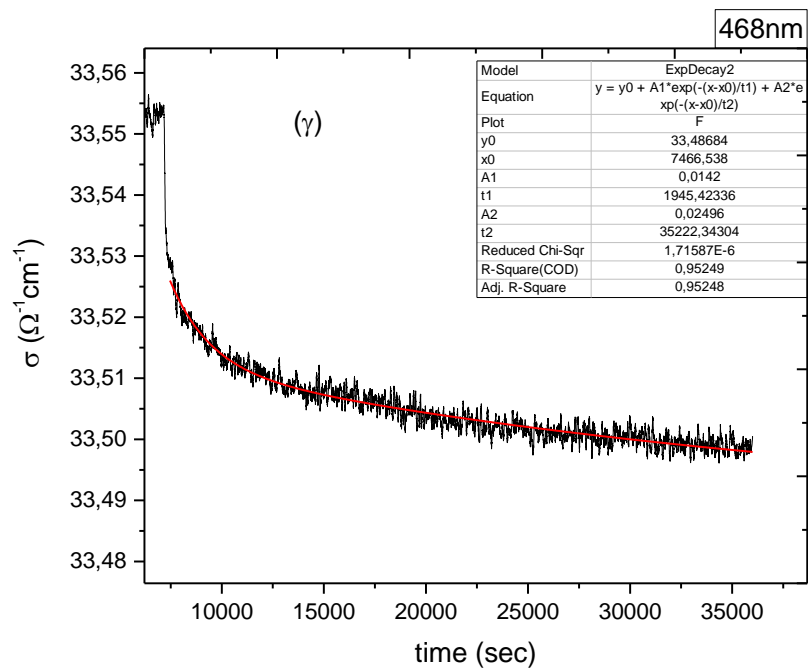
Συμπερασματικά, το συγκεκριμένο μοντέλο δίνει μια εξήγηση με πιο ξεκάθαρο φυσικό νόημα από ό,τι η SEF και προβλέπει μια γρήγορη μείωση στο μικρούς χρόνους λόγω των μικρών ενεργειών των φραγμών, η οποία όμως δε φαίνεται να περιγράφει επαρκώς την παρατηρούμενη συμπεριφορά σε αυτό το χρονικό εύρος. Παρόλα αυτά, προσεγγίζουν με παρόμοιο τρόπο το φαινόμενο.

Τέλος, σύμφωνα με τα αποτελέσματα της ανάλυσης που πραγματοποιήθηκε για το build up, αναμένεται και το decay να περιγράφεται από ένα άθροισμα δύο εκθετικών μηχανισμών, με διαφορετικούς ρυθμούς (χαρακτηριστικές συχνότητες) $\alpha_{1,2}$ που αφορούν το decay αυτή τη φορά. Η συνάρτηση που θα περιγράφει τη μείωση της αγωγιμότητας με το χρόνο, θα είναι (κατά αναλογία με την εξίσωση 2.5.8) της μορφής:

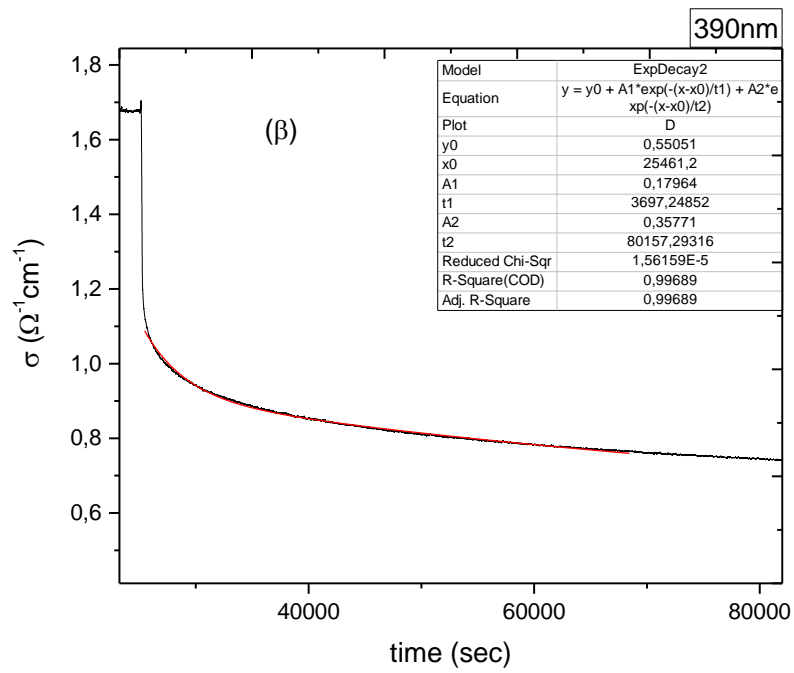
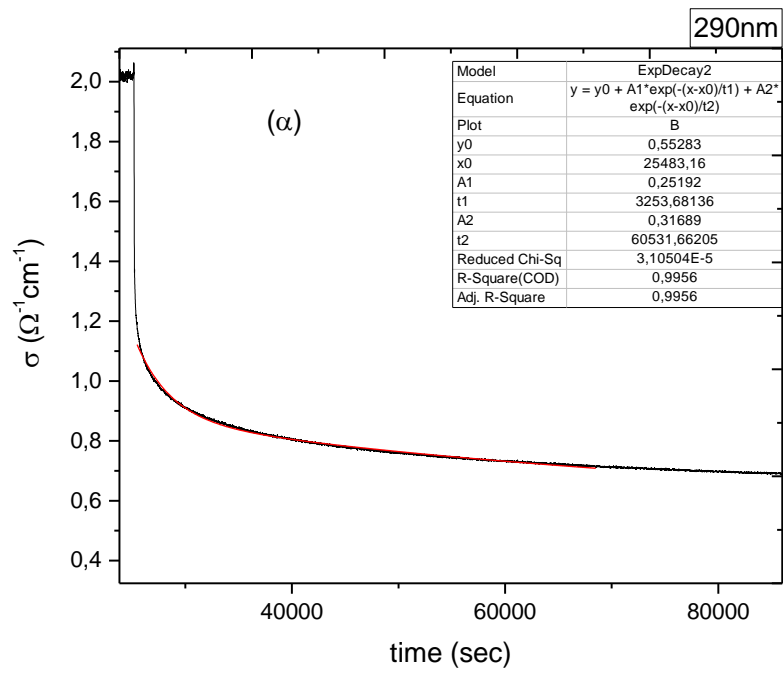
$$\sigma(t) = \sigma_d + \Delta\sigma_1 \cdot e^{-\alpha_2 t} + \Delta\sigma_2 \cdot e^{-\alpha_1 t} \quad (2.5.14)$$

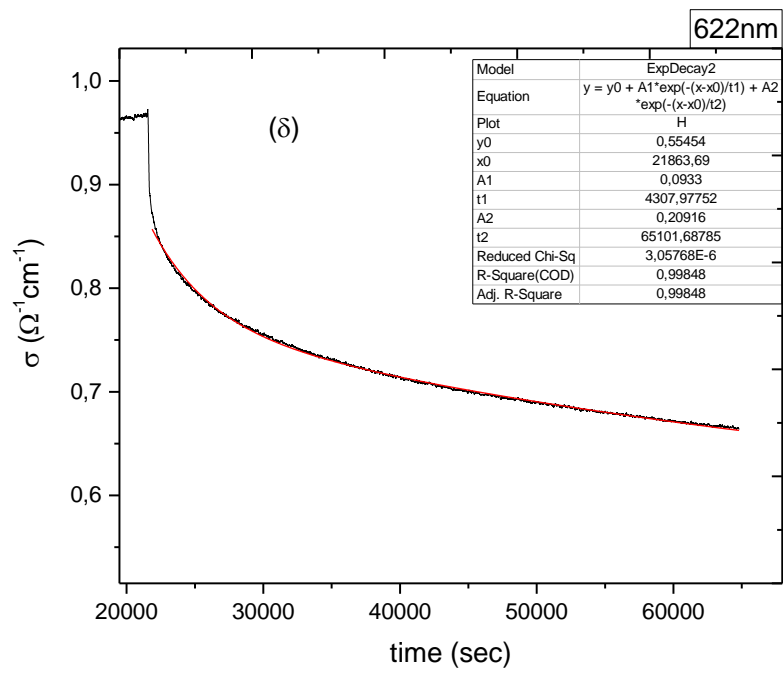
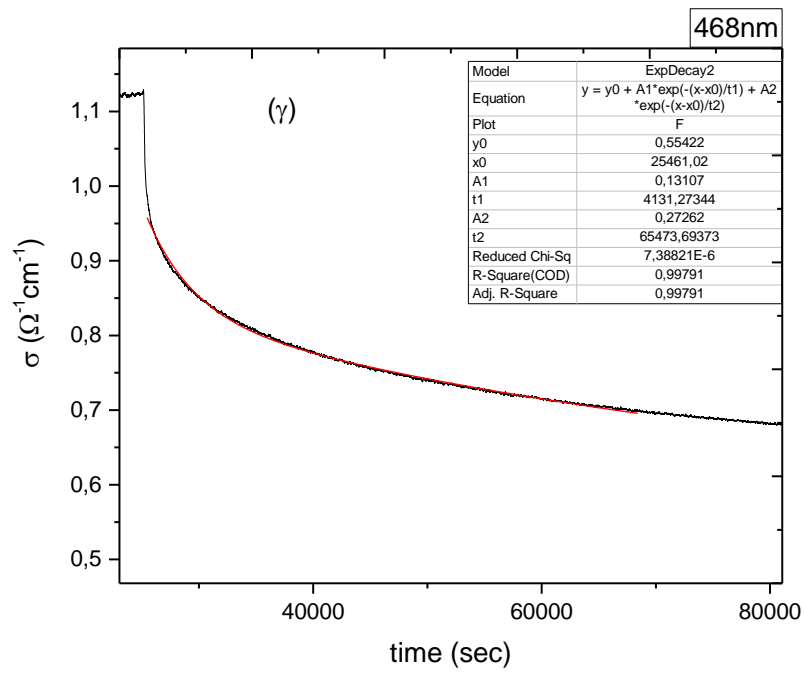
όπου $\Delta\sigma_{1,2} = \sigma_{1,2}(t=0) - \sigma_d$ και φυσικά $\alpha_{1,2} = \frac{1}{\tau_{1,2}}$. Το fit των πειραματικών δεδομένων με την εξίσωση 2.5.14 φαίνεται στα παρακάτω σχήματα (σχήμα 2.5.10 και 11).

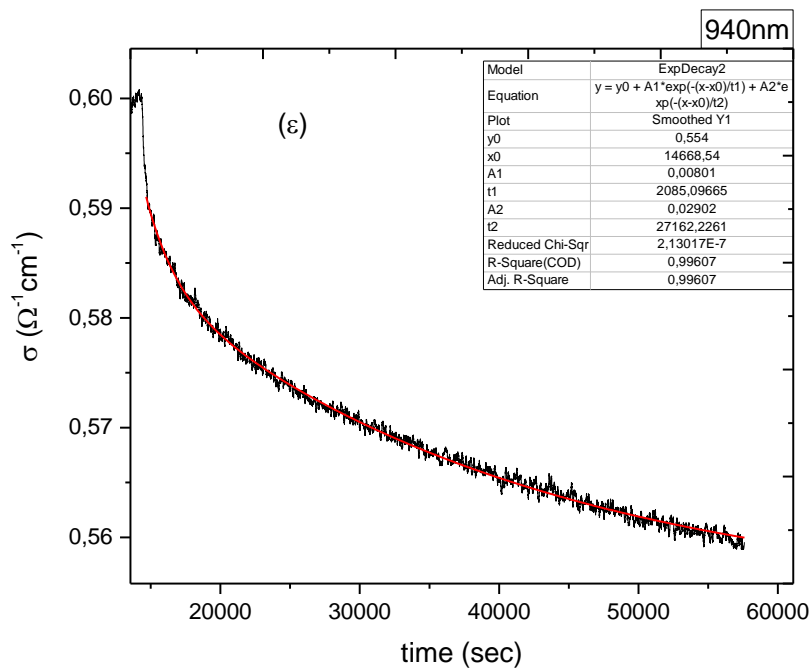




Σχήμα 2.5.10: Οι γραφικές παραστάσεις της μείωσης της αγωγιμότητας με το χρόνο, με το fit (κόκκινη γραμμή) με βάση την εξίσωση 2.5.14 για το δείγμα A και ακτινοβολία **α)** 280nm, **β)** 390nm, **γ)** 468nm, **δ)** 622nm.







Σχήμα 2.5.11: Οι γραφικές παραστάσεις της μείωσης της αγωγιμότητας με το χρόνο, με το fit (κόκκινη γραμμή) με βάση την εξίσωση 2.5.14 για το δείγμα B και ακτινοβολία **α)** 280nm, **β)** 390nm, **γ)** 468nm, **δ)** 622nm και **ε)** 940nm.

Η ανάλυση πραγματοποιήθηκε για το ίδιο χρονικό εύρος που έγινε και στην περίπτωση της SEF προηγουμένως. Όπως φαίνεται από τα διαγράμματα των σχημάτων 2.5.10 και 2.5.11, το fit των πειραματικών δεδομένων με την εξίσωση 2.5.14 είναι πολύ καλό και μάλιστα οι τιμές των παραμέτρων για τις οποίες έγινε το fit (πίνακας 2.5.3) επιβεβαιώνουν ότι πρόκειται για ανεξάρτητους μηχανισμούς και ενισχύεται η υπόθεση των δύο ειδών παγίδων που παίζουν ρόλο στο φαινόμενο της PPC.

Μήκος κύματος (nm)	Δείγμα 1 (GaN)				Δείγμα 2 (GaN/AlGaN)			
	Δσ1	τ1 (s)	Δσ2	τ2 (s)	Δσ1	τ1 (s)	Δσ2	τ2 (s)
280	4,44E-2	1969,46	6,19E-2	25309,22	2,52E-1	3253,68	3,17E-1	60531,66
390	2,74E-2	2874,78	6,09E-2	42612,47	1,80E-1	3697,25	3,58E-1	80157,29
468	1,42E-2	1945,42	2,50E-2	35222,34	1,31E-1	4131,27	2,73E-1	65473,69
622	4,46E-3	344,68	1,76E-2	6858,13	9,33E-2	4307,98	2,09E-1	65101,69
940	8,01E-3	2085,1	2,90E-2	27162,23

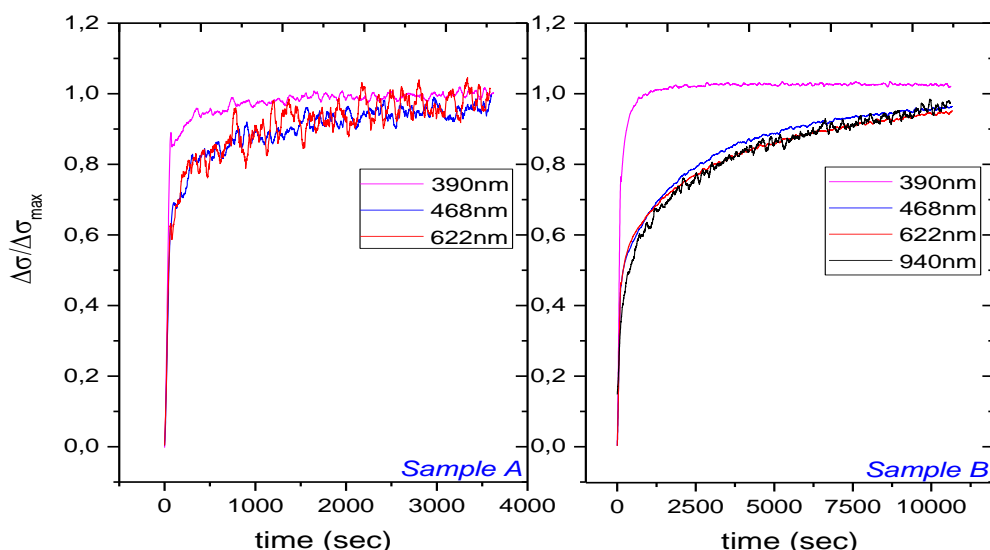
Πίνακας 2.5.3: Συγκεντρωτικός πίνακας τιμών για τις παραμέτρους του fit με βάση την εξίσωση 2.5.14 και για τα δύο δείγματα, για όλα τα μήκη κύματος.

Όπως φαίνεται από τις τιμές του Πίνακα 2.5.3, ο γρήγορος μηχανισμός 1 που φάνηκε να έχει μεγαλύτερη συνεισφορά κατά το build up, τώρα δείχνει να έχει

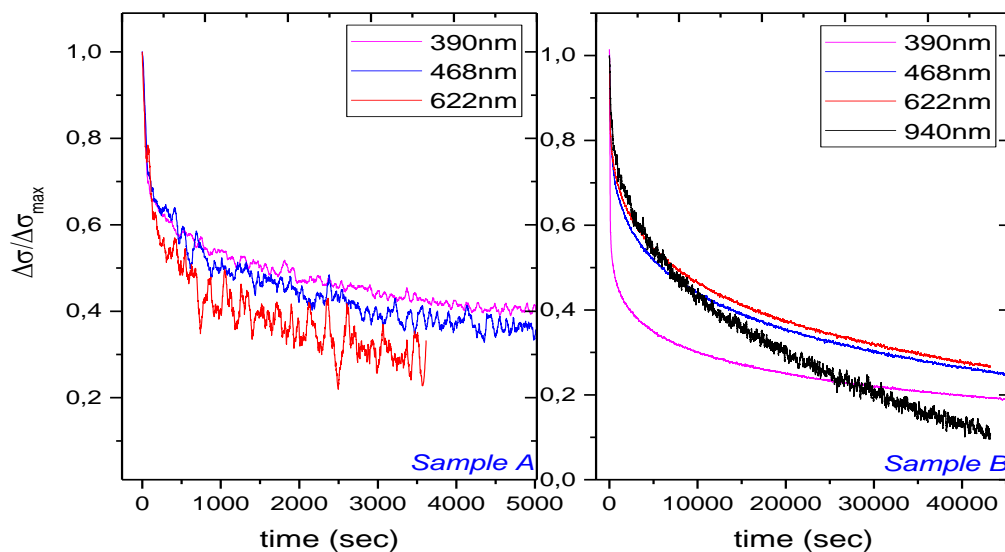
μικρότερη συνεισφορά στο επίπεδο της αγωγιμότητας τη χρονική στιγμή 300s μετά το σβήσιμο της ακτινοβολίας και για τα δύο δείγματα, συγκριτικά με το μηχανισμό 2. Αυτό δικαιολογείται καθώς, δεδομένου ότι φαίνεται να είναι πιο γρήγορος ο μηχανισμός 1, είναι αναμενόμενο το $\Delta\sigma_1$ να έχει μειωθεί περισσότερο από το $\Delta\sigma_2$ στα πρώτα 300s του decay (που δε συμπεριλαμβάνονται στην ανάλυση). Ακόμα, το $\Delta\sigma_1$ φαίνεται να μειώνεται πιο γρήγορα με τη μείωση της ενέργειας της προσπίπτουσας ακτινοβολίας συγκριτικά με το $\Delta\sigma_2$, για το δείγμα A, σε συμφωνία και με τα αποτελέσματα της ανάλυσης του build up.

Τόσο από τα αποτελέσματα της ανάλυσης του decay, όσο και από την παρατήρηση της πειραματικής διαδικασίας (σε πραγματικό χρόνο), το φαινόμενο της PPC φαίνεται να εξαρτάται από την ενέργεια της ακτινοβολίας. Συγκεκριμένα, κατά την πειραματική διαδικασία, για τις περιπτώσεις στις οποίες η ενέργεια της διεγείρουσας ακτινοβολίας ήταν μικρότερη του ενεργειακού χάσματος, φάνηκε να χρειάζεται λιγότερος χρόνος για την αποκατάσταση του δείγματος A, όσο μικρότερη ήταν η ενέργεια της ακτινοβολίας (ίδια ροή φωτονίων σε όλα τα μήκη κύματος, όπως αναφέρθηκε στην αρχή του κεφαλαίου).

Για να φανεί πιο καθαρά η φασματική εξάρτηση της PPC, κατασκευάστηκαν τα κανονικοποιημένα γραφήματα που φαίνονται παρακάτω (σχήματα 2.5.12 και 13)



Σχήμα 2.5.12: Η κανονικοποιημένη φωτοαγωγιμότητα σαν συνάρτηση του χρόνου κατά το build up, για τα διαφορετικά μήκη κύματος για το δείγμα A (αριστερά) και για το δείγμα B (δεξιά).



Σχήμα 2.5.13: Η κανονικοποιημένη φωτοαγωγιμότητα σαν συνάρτηση του χρόνου κατά το build up, για τα διαφορετικά μήκη κύματος για το δείγμα A (αριστερά) και για το δείγμα B (δεξιά).

Από το σχήμα 2.5.12 που αφορά το build up, φαίνεται για όλα τα μήκη κύματος ακτινοβολίας, εκτός της περίπτωσης των 390nm, να εμφανίζεται παρόμοια καθυστέρηση στην αύξηση της φωτοαγωγιμότητας μέχρι τη μέγιστη τιμή στη σταθερή κατάσταση. Υπό ακτινοβολία 390nm, η συγκεκριμένη διαδικασία είναι πολύ πιο γρήγορη και στα δύο δείγματα.

Στα γραφήματα του σχήματος 2.5.13, που αφορούν το decay, γίνεται αισθητή η φασματική εξάρτηση της PPC που αναφέρθηκε και προηγουμένως. Συγκεκριμένα, για το δείγμα A (σχήμα 2.5.13 – αριστερά), φαίνεται καθαρά ότι η αποκατάσταση του δείγματος γίνεται γρηγορότερη όσο μειώνεται η ενέργεια της διεγείρουσας ακτινοβολίας. Σαν να εξασθενεί το φαινόμενο της PPC. Αυτή η παρατήρηση αναφέρεται και σε άλλες μελέτες ^[41].

Αντιθέτως, στο δείγμα B παρατηρείται κατά κάποιο τρόπο αντίθετη συμπεριφορά (σχήμα 2.5.13 – δεξιά), δηλαδή η αποκατάσταση να γίνεται πιο αργή με τη μείωση της ενέργειας της ακτινοβολίας, εκτός από την περίπτωση των 940nm. Η συγκεκριμένη περίπτωση έχει ενδιαφέρον, καθώς στο διάστημα μικρών χρόνων ($t < 2500s$) παρατηρείται να είναι πιο αρή η αποκατάσταση μετά το φωτισμό με ακτινοβολία 940nm. Όμως στους μεγαλύτερους χρόνους ($t > 2500s$), φαίνεται ξεκάθαρα ότι η αποκατάσταση του δείγματος μετά από ακτινοβολία 940nm, είναι πολύ ταχύτερη συγκριτικά με όλες τις υπόλοιπες περιπτώσεις.

Αν και παρατηρήθηκε μια ιδιαίτερη συμπεριφορά και στο δείγμα A, υπό και μετά από ακτινοβολία 940nm, δυστυχώς λόγω του ότι το σήμα είναι στα όρια του θορύβου, δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για εξαγωγή ασφαλών συμπερασμάτων στην παραπάνω ανάλυση.

Συνοψίζοντας, μία γενική παρατήρηση αφορά τη διέγερση της PPC από μεγάλο εύρος ενεργειών διεγείρουσας ακτινοβολίας, από 940 – 390nm, μεγαλύτερο εύρος από αυτό που έχει αναφερθεί σε άλλη μελέτη^[41]. Βέβαια στη συγκεκριμένη περίπτωση, το εύρος μηκών κύματος που χρησιμοποιήθηκαν στην περιαιματική διαδικασία, δεν επαρκεί για να προσδιοριστεί κάποιο κατώφλι στην ενέργεια φωτονίων που απαιτείται για την εμφάνιση φωτοαγωγιμότητας (και κατ'έκταση PPC).

Επίσης, με βάση την ανάλυση που πραγματοποιήθηκε στο συγκεκριμένο κεφάλαιο επιβεβαιώθηκε ότι για την περίπτωση που η οπτική διέγερση έγινε με ακτινοβολία μήκους κύματος 280nm και άρα ενέργειας μεγαλύτερης του ενεργειακού χάσματος (ενδογενής διέγερση), κατά την αύξηση της φωτοαγωγιμότητας (build up) κυριαρχούν οι διαζωνικές μεταβάσεις από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας και η αγωγιμότητα συναρτήσεται του χρόνου $\sigma(t)$ σε αυτή την περίπτωση περιγράφεται από την εξίσωση 2.5.1. Αντιθέτως κατά τον εφησυχασμό (decay) παίζουν σημαντικό ρόλο τα κέντρα που εισάγουν καταστάσεις βαθιά εντός του ενεργειακού χάσματος. Αυτό είναι λογικό, καθώς δεδομένου ότι το GaN είναι ημιαγωγός μεγάλου ενεργειακού χάσματος (wide band gap semiconductor), η επανασύνδεση των φορέων μέσω καταστάσεων εντός του ενεργειακού χάσματος, είναι ενεργειακά πιο πιθανή από την απευθείας επανασύνδεση μεταξύ ζώνης σθένους και ζώνης αγωγιμότητας. Αντιθέτως, για τις περιπτώσεις που η διέγερση έγινε από ακτινοβολία ενέργειας υπό του ενεργειακού χάσματος (εξωγενής διέγερση), η φωτοαγωγιμότητα φαίνεται να περιγράφεται από τη σχέση 2.5.8, στην οποία συμμετέχουν δύο ανεξάρτητοι μηχανισμοί που είναι πιθανό να σχετίζονται με παγίδες και των δύο ειδών φορέων.

Τα υπόλοιπα μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν για τη μελέτη της μεταβατικής κατάστασης μετά τη διακοπή της οπτικής διέγερσης (decay), περιγράφουν επίσης πολύ ικανοποιητικά τη μεταβολή της φωτοαγωγιμότητας με το χρόνο. Συγκεκριμένα, η SEF έδωσε αποτελέσματα που είναι σε συμφωνία με προηγούμενες μελέτες, αλλά πέρα του ικανοποιητικού fit, δεν οδηγεί σε μία πιο ξεκάθαρη φυσική ερμηνεία του

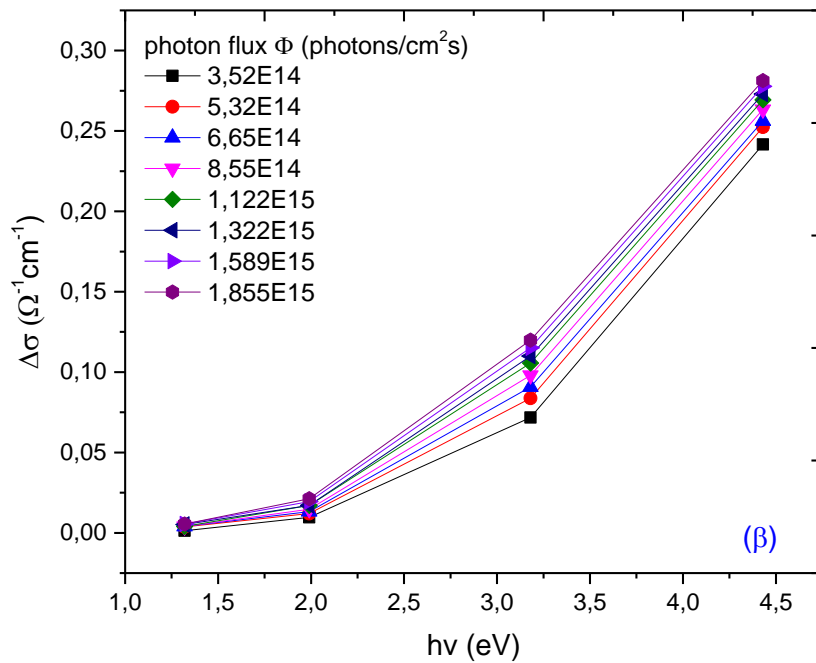
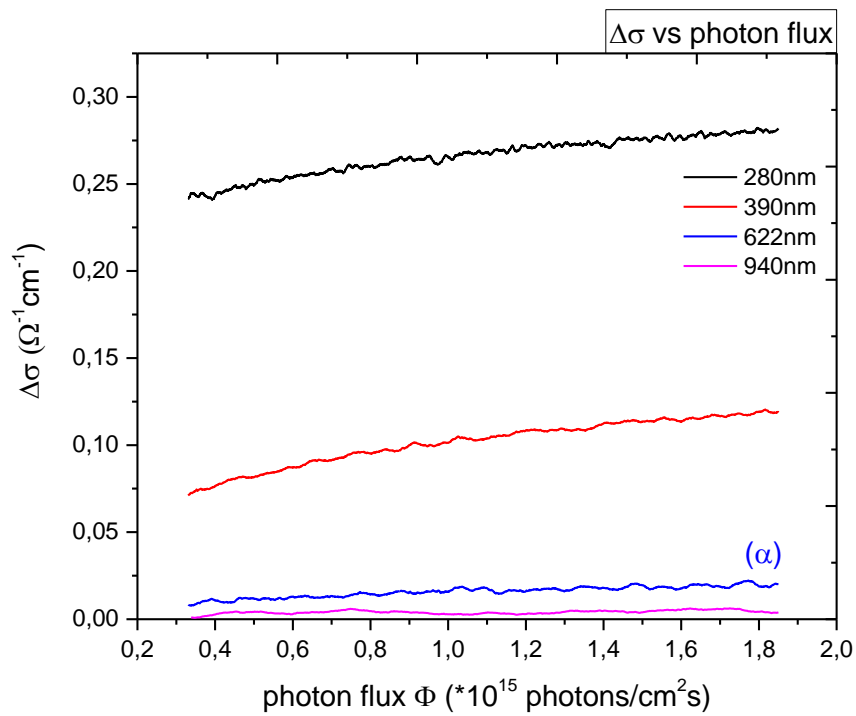
φαινομένου και των μηχανισμών που συμμετέχουν. Από την άλλη, το μοντέλο που στηρίζεται στην υπόθεση της κατανομής των ενεργειών του φραγμού που εμποδίζει την επανασύνδεση των φορέων, δίνει αποτελέσματα που επίσης είναι κοντά στις τιμές που αναφέρονται σε άλλες αναφορές^[64] ($E_0 = 0,3\text{eV}$ και $\sigma = 60\text{-}70\text{meV}$), καθώς και μία πιο ξεκάθαρη φυσική ερμηνεία στο φαινόμενο. Τέλος, το άθροισμα των δύο εκθετικών μηχανισμών φαίνεται να έχει προβάδισμα έναντι των άλλων, γιατί πέρα από το καλό fit των πειραματικών μετρήσεων και των λογικών αποτελεσμάτων που δίνει, εμφανίζει και μία αυτοσυνέπεια λόγω της ικανότητάς να περιγράφει και το build up και το decay. Επίσης, φαίνεται να υποστηρίζεται και από τα αποτελέσματα της ανάλυσης κάποιων πειραματικών μετρήσεων που θα περιγραφούν σε επόμενα κεφάλαια.

2.6 Μελέτη της φωτοαγωγιμότητας συναρτήσει της ροής φωτονίων

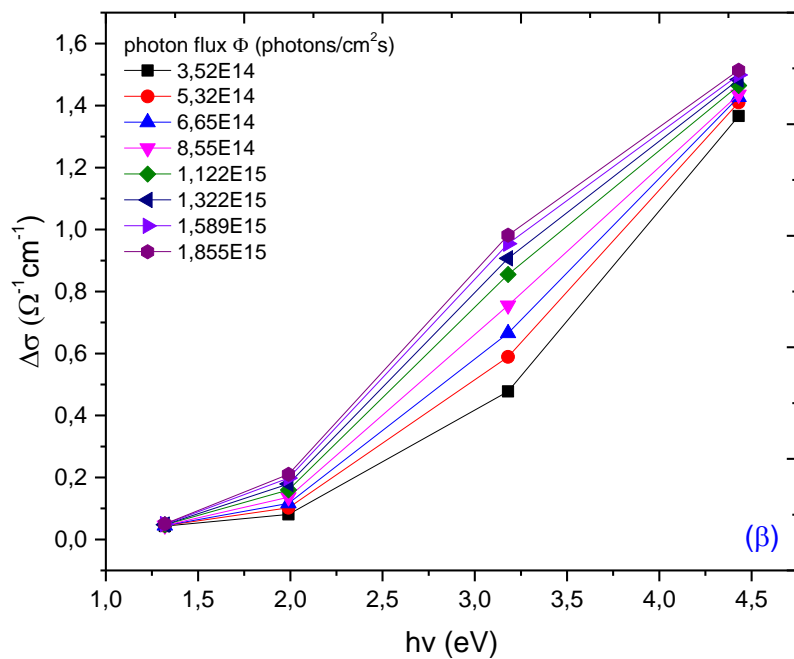
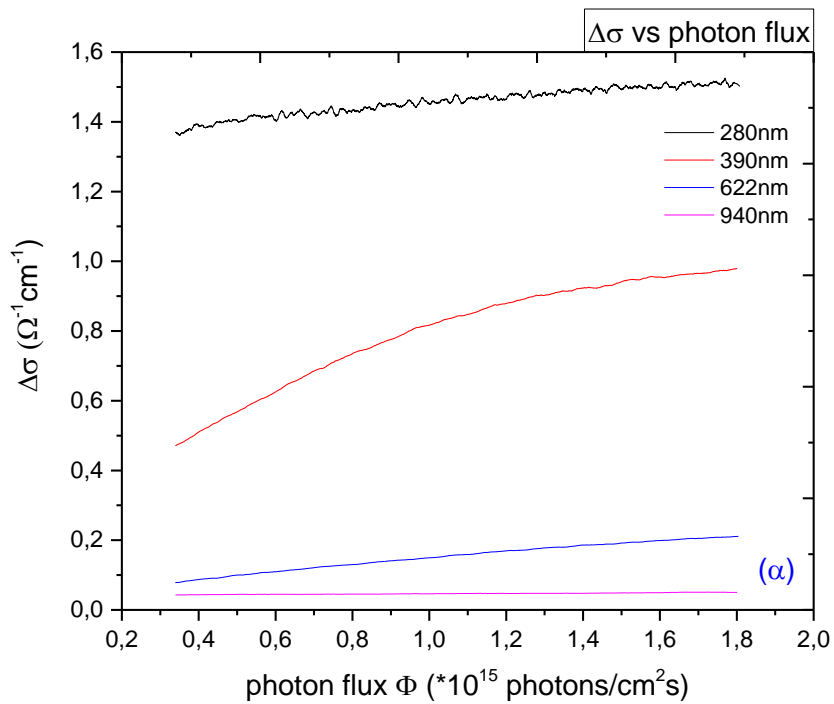
Σε αυτό το κεφάλαιο, μελετάται η σχέση της μέγιστης τιμής της φωτοαγωγιμότητας $\Delta\sigma_{\max}$ (στη σταθερή κατάσταση φωτοαγωγιμότητας) με το ρυθμό δημιουργίας φορέων G και συγκεκριμένα με τη ροή φωτονίων Φ στην επιφάνεια του δείγματος (σε $\frac{\text{photons}}{\text{cm}^2\text{s}}$). Η μελέτη πραγματοποιήθηκε για τη φωτοαγωγιμότητα που οφείλεται σε ενδογενή απορρόφηση ($h\nu > E_g$), αλλά και για τη φωτοαγωγιμότητα που οφείλεται στις ατέλειες (εξωγενής απορρόφηση $h\nu < E_g$).

Για τη διεξαγωγή της πειραματικής διαδικασίας, για τη λήψη των μετρήσεων, χρησιμοποιήθηκε και πάλι η διάταξη A και ως πηγές οπτικής διέγερσης χρησιμοποιήθηκαν το LED 280nm (ενδογενής απορρόφηση) και τα LED 390nm, 622nm και 940nm (εξωγενής απορρόφηση). Κατά τη διάρκεια των μετρήσεων το δείγμα βρίσκεται σε θερμοκρασία 310K μέσα στο κουτί της διάταξης A και το χρονικό διάστημα μεταξύ της κάθε αλλαγής στην ένταση της ακτινοβολίας, μέχρι τη λήψη της αντίστοιχης μέτρησης, έχει επιλεγεί κατάλληλα, ώστε να προλαβαίνει να φτάνει το δείγμα στη σταθερή κατάσταση φωτοαγωγιμότητας για κάθε τιμή της ροής φωτονίων.

Οι μετρήσεις λήφθηκαν και για τα δύο δείγματα και τα αποτελέσματα φαίνονται συγκεντρωμένα στα παρακάτω γραφήματα (σχήμα 2.6.1α και 2.6.2α). Με βάση αυτά τα δεδομένα, κατασκευάστηκαν και οι ισοφωτονικές καμπύλες που φαίνονται στα σχήματα 2.6.1β και 2.6.2β αντίστοιχα.



Σχήμα 2.6.1: **α)** Καμπύλες μεταβολής της φωτοαγωγιμότητας συναρτήσει της ροής φωτονίων στην επιφάνεια του δείγματος A (GaN). **β)** Ισοφωτονικές καμπύλες της μεταβολής της φωτοαγωγιμότητας συναρτήσει της ενέργειας της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, για διάφορες τιμές της ροής φωτονίων.

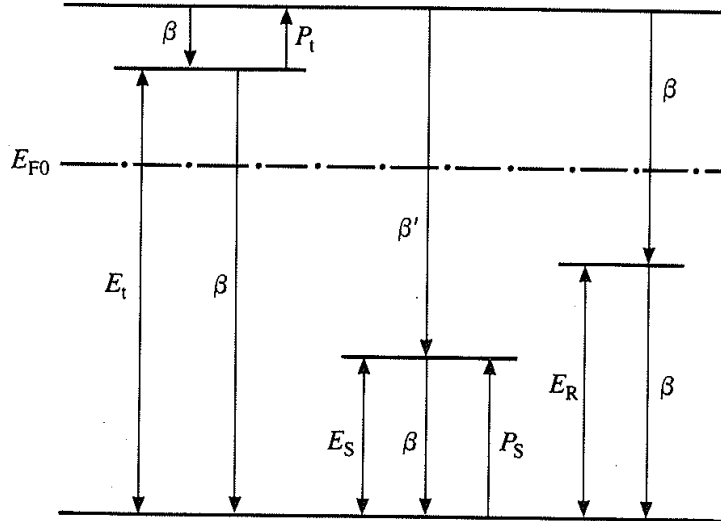


Σχήμα 2.6.2: α) Καμπύλες μεταβολής της φωτοαγωγιμότητας συναρτήσει της ροής φωτονίων στην επιφάνεια του δείγματος B (GaN/AlGaIn). β) Ισοφωτονικές καμπύλες της μεταβολής της φωτοαγωγιμότητας συναρτήσει της ενέργειας της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, για διάφορες τιμές της ροής φωτονίων.

Στα κοινά διαγράμματα 2.6.1α και 2.6.2α δε φαίνεται καθαρά η σχέση της φωτοαγωγιμότητας με τη ροή φωτονίων, η οποία όπως θα φανεί παρακάτω, δεν είναι γραμμική. Επίσης στα διαγράμματα που κατασκευάστηκαν από τις ισοφωτονικές καμπύλες (σχήματα 2.6.1β και 2.6.2β), παρατηρείται μεγαλύτερη αύξηση της φωτοαγωγιμότητας με την αύξηση της ροής φωτονίων, για ακτινοβολία ενέργειας 3,18eV. Η συγκεκριμένη παρατήρηση φαίνεται πιο έντονα στην περίπτωση του δείγματος Β (σχήμα 2.6.2β). Η ενέργεια για την οποία παρατηρείται αυτή η συμπεριφορά, είναι και η μεγαλύτερη ενέργεια, υπό του ενεργειακού χάσματος, από τις ακτινοβολίες που χρησιμοποιήθηκαν για τις συγκεκριμένες μετρήσεις.

Στη συνέχεια η μελέτη επικεντρώνεται στο δείγμα Α (GaN), αρχικά για την περίπτωση οπτικής διέγερσης με το UV LED 280nm. Στο σημείο αυτό, να σημειωθεί ότι η ενέργεια της ακτινοβολίας δεν είναι αρκετή ώστε να διεγείρει ηλεκτρόνια στις κοιλιάδες Α και Μ-Λ (για wurtzite GaN)^[66], επομένως δεν αλλάζει η ενεργός μάζα των ηλεκτρονίων. Επίσης, θεωρείται ότι ο εφησυχασμός των φορέων που διεγείρονται σε ανώτερες ενεργειακά καταστάσεις, στο ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας, είναι πρακτικά ακαριαίος.

Ήδη από τη μέχρι τώρα μελέτη, θεωρείται δεδομένη η ύπαρξη ενεργειακών καταστάσεων που σχετίζονται με ενδογενείς ατέλειες, σε ευρύ φάσμα εντός του ενεργειακού χάσματος του υλικού, άλλες σε ρόλο παγίδων φορέων και άλλες σε ρόλο κέντρων επανασύνδεσης. Επιπροσθέτως, με βάση την ανάλυση που έχει προηγηθεί, τα ενεργειακά επίπεδα φαίνεται να ανήκουν σε διαφορετικού τύπου ατέλειες που αφορούν και τα δύο είδη φορέων (ηλεκτρονίων και οπών). Επομένως, ένα απλό μοντέλο στο οποίο μπορεί να βασιστεί η ανάλυση των δεδομένων για τη συγκεκριμένη ενέργεια ακτινοβολίας, είναι το μοντέλο επανασύνδεσης μέσω δύο κέντρων με παγίδες και sensitizing κέντρα (κέντρα τα οποία μπορούν να συμπεριφέρονται είτε ως παγίδες είτε ως κέντρα επανασύνδεσης, ανάλογα με τις συνθήκες οπτικής διέγερσης) του Bube^[11,66]. Μία σχηματική αναπαράσταση του ενεργειακού διαγράμματος, που αφορά στο συγκεκριμένο μοντέλο, φαίνεται στο σχήμα 2.6.3.



Σχήμα 2.6.3: Ενεργειακό διάγραμμα για το μοντέλο επανασύνδεσης μέσω 2 κέντρων E_R , το οποίο περιλαμβάνει παγίδες ηλεκτρονίων E_t και sensitizing κέντρα E_s (οι συμβολισμοί αναφέρονται σε ενεργειακή διαφορά από τη ζώνη σθένους). Όλοι οι συντελεστές επανασύνδεσης συμβολίζονται με β , ο συντελεστής πρόσληψης ηλεκτρονίων από τα sensitizing κέντρα συμβολίζεται με β' ^[11].

Στο ενεργειακό διάγραμμα που απεικονίζεται στο σχήμα 2.6.3, με E_s συμβολίζεται η ενεργειακή διαφορά μεταξύ του επιπέδου των sensitizing κέντρων και της ζώνης σθένους, E_t η αντίστοιχη διαφορά για το επίπεδο των κέντρων που παίζουν το ρόλο παγίδων ηλεκτρονίων και E_R αντίστοιχα, για το επίπεδο των κέντρων επανασύνδεσης. Οι συντελεστές πρόσληψης και επανασύνδεσης θεωρούνται προσεγγιστικά ίσοι με β , εκτός από το συντελεστή πρόσληψης ηλεκτρονίων από τα sensitizing κέντρα β' , για τον οποίο ισχύει $\beta' \ll \beta$. Επίσης, οι πιθανότητες θερμικής διέγερσης φορέων από τα κέντρα επανασύνδεσης προς τις αντίστοιχες ζώνες, καθώς και θερμικής διέγερσης ηλεκτρονίων από τα sensitizing κέντρα στη ζώνη αγωγιμότητας ή οπών από τις παγίδες στη ζώνη σθένους, θεωρούνται αμελητέες. Για τις θερμικές διεγέρσεις που παίζουν σημαντικό ρόλο στο μοντέλο θα ισχύουν οι σχέσεις:

$$P_t = N_c \beta \cdot e^{-\frac{E_c - E_t}{kT}} \quad (2.6.1)$$

$$P_s = N_v \beta \cdot e^{-\frac{E_s}{kT}} \quad (2.6.2)$$

Όπου N_c , N_v η πυκνότητα καταστάσεων στη ζώνη αγωγιμότητας και τη ζώνη σθένους αντίστοιχα. Οι εξισώσεις συνέχειας για τις συγκεντρώσεις των φορέων, θα είναι:

$$\frac{dn}{dt} = G - n\beta(N_R - n_R) - n\beta(N_t - n_t) - n\beta'(N_s - n_s) + n_t P_t \quad (2.6.3)$$

$$\frac{dp}{dt} = G - p\beta(n_s + n_R + n_t) + (N_s - n_s)P_s \quad (2.6.4)$$

$$\frac{dn_R}{dt} = n\beta(N_R - n_R) - n_R\beta p \quad (2.6.5\alpha)$$

με

$$n_R = \frac{n}{n+p} \cdot N_R \quad (2.6.5\beta)$$

$$\frac{dn_s}{dt} = n\beta'(N_t - n_t) - n_s\beta p + (N_s - n_s)P_s \quad (2.6.6\alpha)$$

με

$$n_s = \frac{\beta'n + P_s}{\beta p + (\beta'n + P_s)} \cdot N_s \quad (2.6.6\beta)$$

και

$$\frac{dn_t}{dt} = n\beta(N_t - n_t) - n_t\beta p + n_t P_t \quad (2.6.7\alpha)$$

με

$$n_t = \frac{\beta n}{\beta(n+p) + P_t} \cdot N_t \quad (2.6.7\beta)$$

Στη συνέχεια, αντικαθιστώντας τις συγκεντρώσεις n_R , n_s και n_t από τις εξισώσεις 2.6.5β, 2.6.6β, 2.6.7β στη σχέση που απαιτεί η συνθήκη διατήρησης φορτίου

$$n + n_t = p + (N_R - n_R) + (N_s - n_s) \quad (2.6.8)$$

και λύνοντας ως προς p , για τύπου n υλικό, με $p \ll n$ και $n \ll N_t$ και δεδομένου ότι για τη συγκεκριμένη περίπτωση που μελετάται ισχύει η συνθήκη χαμηλής έγχυσης ($\Delta n \ll n_{\text{dark}}$) και μπορούν να γίνουν οι προσεγγίσεις $\beta p \ll P_s$ και $\beta'n \ll P_s$, προκύπτει η γενική λύση

$$p = \frac{n^2 P_s (\beta N_t + P_t)}{[n(P_s + \beta N_s) + N_R P_s] \cdot (\beta n + P_t)} \quad (2.6.9)$$

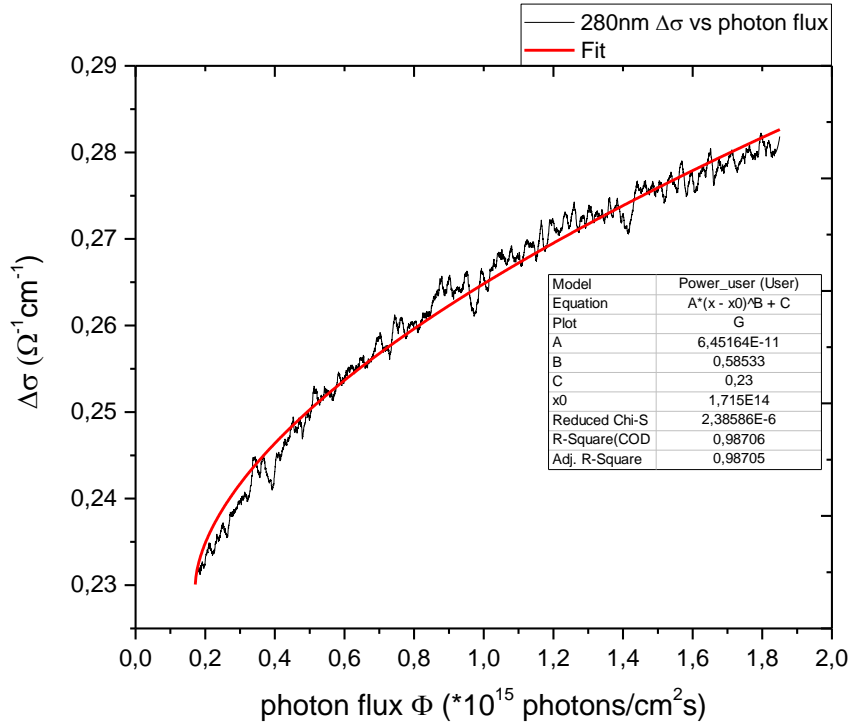
Η συνθήκη $\beta p \ll P_s$ υποδηλώνει πως η quasi-Fermi στάθμη των οπών είναι πάνω από τα sensitizing κέντρα, ενώ η συνθήκη $\beta'n \ll P_s$ πως και το επίπεδο διαχωρισμού των οπών (hole demarcation level) είναι πάνω από το επίπεδο των sensitizing κέντρων. Αντικαθιστώντας το αποτέλεσμα της εξίσωσης 2.6.9 στην εξίσωση συνέχειας της συγκέντρωσης των οπών, για τη σταθερή κατάσταση $\frac{dp}{dt} = 0$ και λύνοντας ως προς n , υπό τις παραπάνω προσεγγίσεις, προκύπτει η σχέση $n(G)$ (και άρα $n(\Phi)$) για κάθε περίπτωση.

Στη συνέχεια, για το συγκεκριμένο μοντέλο διακρίνονται 4 πιθανές περιπτώσεις, ανάλογα με τις συνθήκες οπτικής διεγερσης και το ρόλο των sensitizing κέντρων:

- $n(P_s + \beta N_s) \ll P_s N_R$ και $\beta n \ll P_t$ όπου προκύπτει η υπό γραμμική σχέση της φωτοαγωγιμότητας με το ρυθμό οπτικής διεγερσης, $p \propto n^2$ και άρα $n \propto G^{1/2}$.
- $n(P_s + \beta N_s) \ll P_s N_R$ και $\beta n \gg P_t$ και προκύπτει η γραμμική σχέση $p \propto n$ και $n \propto G$.
- $n(P_s + \beta N_s) \gg P_s N_R$ και $\beta n \ll P_t$ όπου επίσης $p \propto n$ και $n \propto G$.
- $n(P_s + \beta N_s) \gg P_s N_R$ και $\beta n \gg P_t$ για την οποία η συγκέντρωση p είναι σταθερή και ανεξάρτητη από το G και προκύπτει η υπέρ γραμμική σχέση $n \propto G^{>1}$ (supralinear photoconductivity).

Οι συνθήκες $\beta n \ll P_t$ και $\beta n \gg P_t$ αφορούν στη πιθανότητα πρόσληψης ηλεκτρονίου από τις παγίδες ή θερμικής διεγερσης του από τις παγίδες στη ζώνη αγωγιμότητας. Ουσιαστικά υποδηλώνουν ότι οι παγίδες είναι αρχικά άδειες και συμπεριφέρονται ως παγίδες οπών ή κατειλημμένες από ηλεκτρόνια και άρα συμπεριφέρονται ως κέντρα επανασύνδεσης αντίστοιχα.

Συνεχίζοντας στην ανάλυση των πειραματικών δεδομένων, παρακάτω (σχήμα 2.6.4) φαίνεται η καμπύλη της φωτοαγωγιμότητας σαν συνάρτηση της ροής φωτονίων (μόνο για την περίπτωση του δείγματος A υπό φωτισμό 280nm) που κατασκευάστηκε από τις μετρήσεις που λήφθηκαν.



Σχήμα 2.6.4: Η καμπύλη της φωτοαγωγιμότητας σαν συνάρτηση της ροής φωτονίων για την περίπτωση του δείγματος A, υπό φωτισμό 280nm. Με κόκκινο φαίνεται η καμπύλη του fitting.

Από την μορφή της καμπύλης του σχήματος 2.6.4, γίνεται εύκολα αντιληπτή η υπό γραμμική σχέση της φωτοαγωγιμότητας με τη ροή φωτονίων ($\Delta\sigma \propto \Phi^\gamma$, με $0 < \gamma < 1$). Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν για τη φωτοαγωγιμότητα στο εισαγωγικό κεφάλαιο, γενικά ισχύει η σχέση:

$$\Delta\sigma = q\mu_n G\tau_n \quad (2.6.10)$$

και ο ρυθμός δημιουργίας G, υπολογίζεται με βάση το νόμο του Beer και θεωρώντας ισχυρή απορρόφηση για το συγκεκριμένο μήκος κύματος ακτινοβολίας (όταν ο συντελεστής απορρόφησης $\alpha \gg 1/d$, όπου d το πάχος του υλικού, ως ενεργό πάχος μπορεί να θεωρηθεί το βάθος διείσδυσης $d_{\text{eff}} = 1/\alpha$), λαμβάνοντας υπόψιν και την ανακλαστικότητα της επιφάνειας του δείγματος, από τη σχέση:

$$G = \eta(1 - R)\alpha\Phi \quad (2.6.11)$$

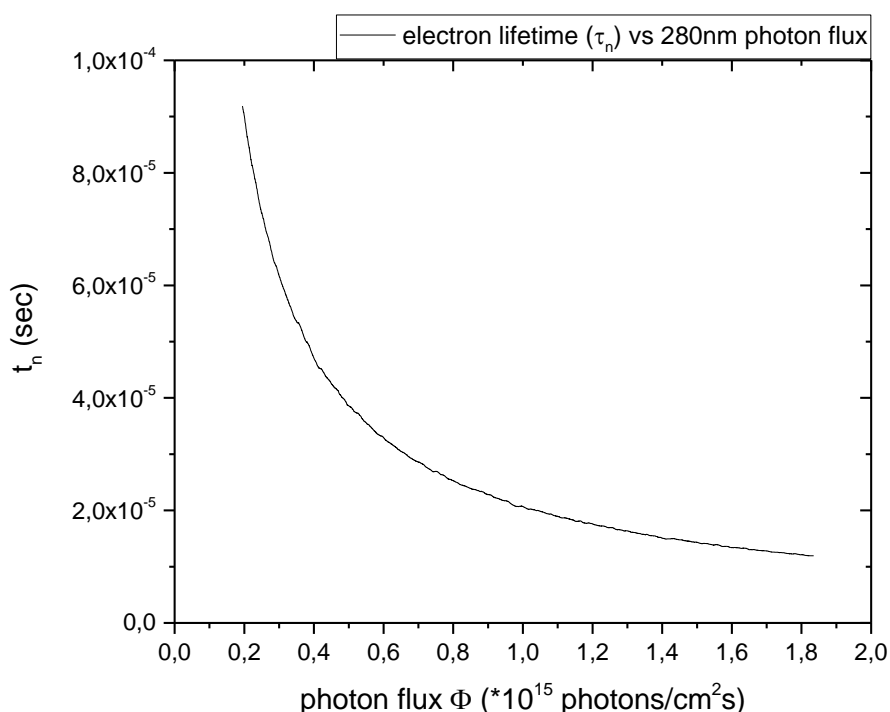
όπου η ο αριθμός ζευγών φορέων που δημιουργούνται για κάθε φωτόνιο που απορροφάται από το δείγμα (στη συγκεκριμένη περίπτωση θεωρείται $\eta \approx 1$) και R η ανακλαστικότητα της επιφάνειας του δείγματος. Αντικαθιστώντας το G στη σχέση 2.6.10, προκύπτει ότι

$$\Delta\sigma = q\mu_n\eta(1 - R)\alpha\Phi\cdot\tau_n \quad (2.6.12)$$

και λύνοντας ως προς τ_n

$$\tau_n = \frac{1}{q\mu_n\eta(1-R)} \cdot \frac{\Delta\sigma}{\Phi} \quad (2.6.13)$$

Το fitting των πειραματικών δεδομένων, που φαίνεται με κόκκινο στο σχήμα 2.6.4, πραγματοποιήθηκε με βάση την εξίσωση 2.6.12 υπό τη μορφή $\Delta\sigma = A\cdot\Phi^\gamma$ και το αποτέλεσμα που προέκυψε είναι $\gamma = 0,58$. Επίσης, σύμφωνα με την εξίσωση 2.6.13 υπολογίστηκε ο χρόνος ζωής των ηλεκτρονίων για κάθε τιμή της ροής φωτονίων και κατασκευάστηκε το παρακάτω διάγραμμα.

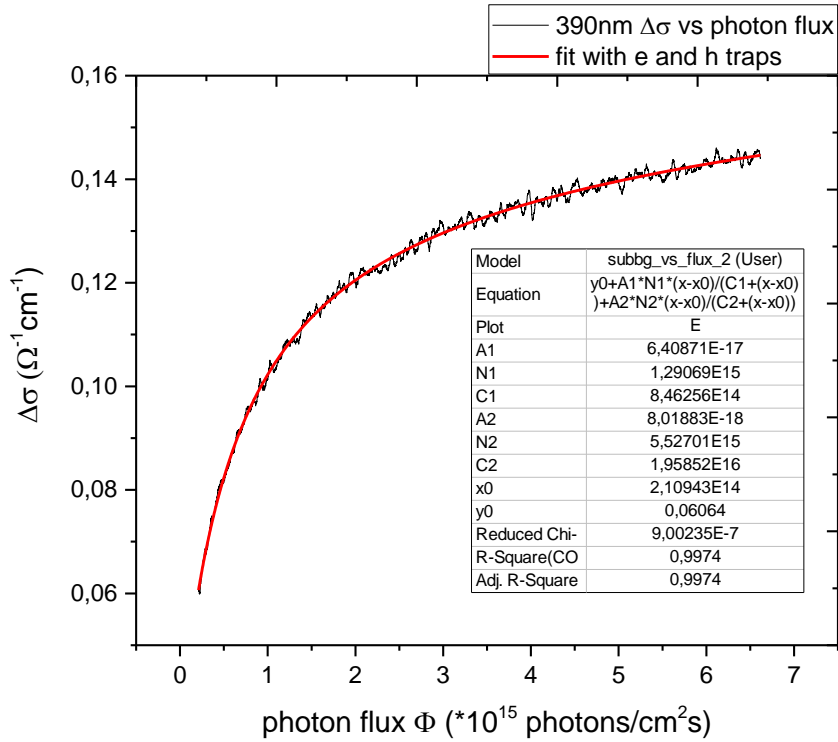


Σχήμα 2.6.5: Η καμπύλη της μεταβολής του χρόνου ζωής των ηλεκτρονίων, συναρτήσει της ροής φωτονίων.

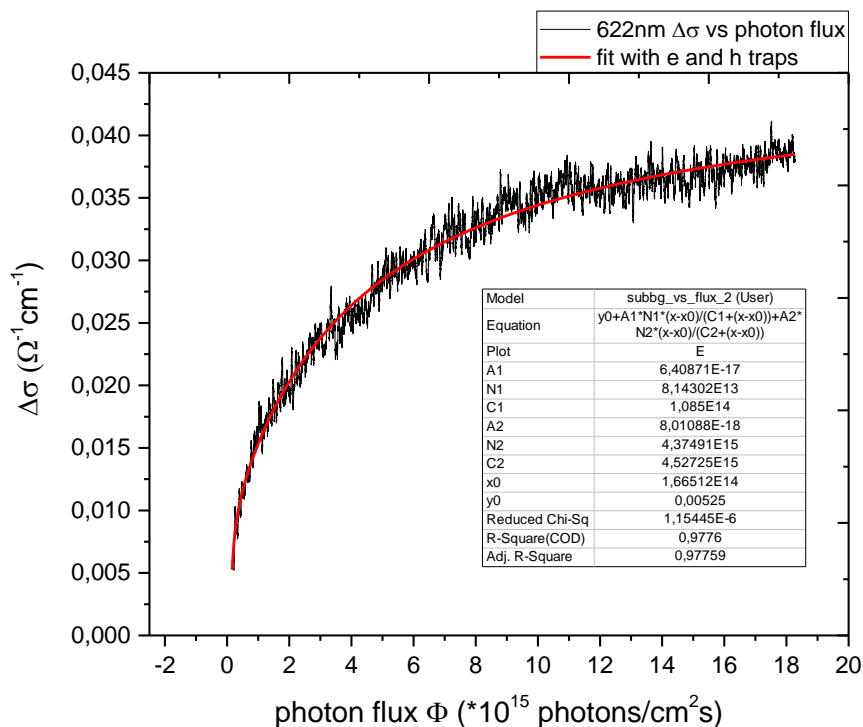
Για τον υπολογισμό του χρόνου ζωής από την εξίσωση 2.6.13, χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές $q = 1,602\cdot 10^{-19}$ Cb, $\mu_n = 485 \frac{cm^2}{V\cdot s}$, $\alpha = 1,63\cdot 10^5$ cm⁻¹ όπως αναφέρεται από τον Muth^[66] για ακτινοβολία ενέργειας $h\nu = 4,43$ ev και $R = 7,8\%$ σύμφωνα με προηγούμενες μετρήσεις ανακλαστικότητας στο συγκεκριμένο δείγμα.

Στο τελευταίο μέρος του κεφαλαίου, μελετάται και πάλι η εξάρτηση της φωτοαγωγιμότητας από τη ροή φωτονίων, αλλά για τις περιπτώσεις ακτινοβολιών ενέργειας μικρότερης του ενεργειακού χάσματος του δείγματος A (εξωγενής οπτική

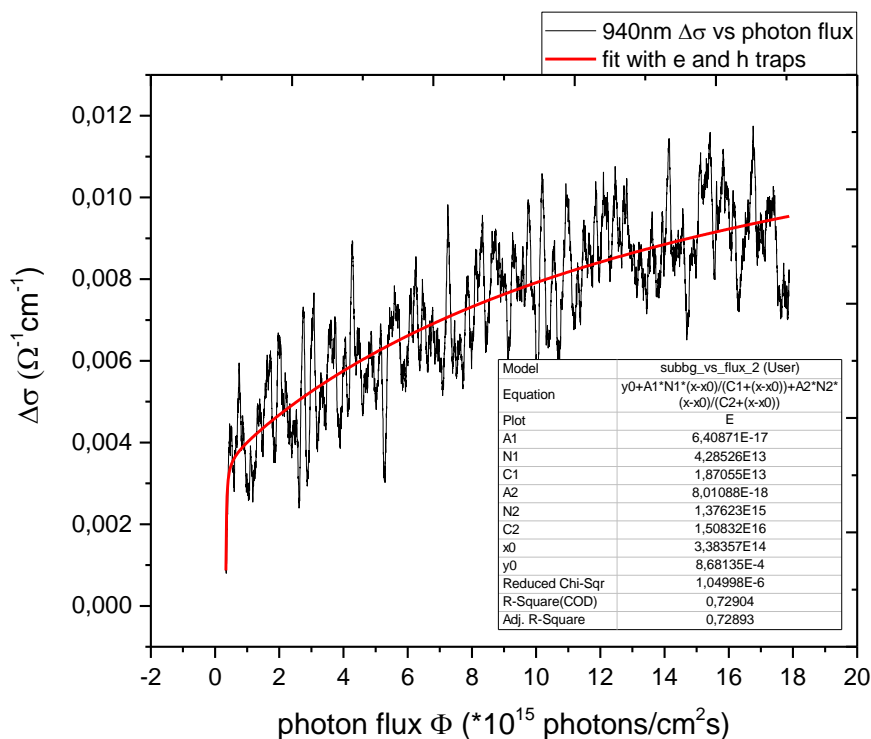
διέγερση). Για τα μήκη κύματος που εξετάζονται, η φωτοαγωγιμότητα οφείλεται σε διεγέρσεις ηλεκτρονίων ή οπών από τα επίπεδα των ατελειών, στις αντίστοιχες ζώνες. Έτσι απομονώνεται σε ένα βαθμό η συνεισφορά των ενεργειακών καταστάσεων που εισάγουν οι ατέλειες, εντός του ενεργειακού χάσματος. Τα γραφήματα που κατασκευάστηκαν από τα πειραματικά δεδομένα, για κάθε μήκος κύματος, παρουσιάζονται στα παρακάτω σχήματα.



Εικόνα 2.6.6: Η καμπύλη της μεταβολής της μέγιστης τιμής της φωτοαγωγιμότητας, συναρτήσει της ροής φωτονίων, για οπτικής διέγερση με ακτινβολία 390nm. Με κόκκινο φαίνεται το αποτέλεσμα του fit με βάση την εξίσωση 2.6.14.



Εικόνα 2.6.7: Η καμπύλη της μεταβολής της μέγιστης τιμής της φωτοαγωγιμότητας, συναρτήσει της ροής φωτονίων, για οπτικής διέγερση με ακτινβολία 622nm. Με κόκκινο φαίνεται το αποτέλεσμα του fit με βάση την εξίσωση 2.6.14.



Εικόνα 2.6.8: Η καμπύλη της μεταβολής της μέγιστης τιμής της φωτοαγωγιμότητας, συναρτήσει της ροής φωτονίων, για οπτικής διέγερση με ακτινβολία 940nm. Με κόκκινο φαίνεται το αποτέλεσμα του fit με βάση την εξίσωση 2.6.14.

Η ανάλυση των πειραματικών δεδομένων για αυτές τις περιπτώσεις, θα γίνει με βάση το μοντέλο του Cai^[56] που μελετήθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Το μοντέλο αυτό περιγράφει τη φωτοαγωγιμότητα για ακτινοβολία ενέργειας υπό του ενεργειακού χάσματος, μέσω της ύπαρξης παγίδων ηλεκτρονίων και οπών ή καλύτερα μέσω της ύπαρξης κέντρων που αφορούν διαφορετικά είδη φορέων και παρουσιάζουν μεταστάθεια μεταξύ μια ρηχής και μίας βαθιάς ενεργειακής κατάστασης (συνήθως λόγω εφησυχασμού πλέγματος εξαιτίας της αλλαγής της κατάστασης φορτίου της ατέλειας). Με βάση το συγκεκριμένο μοντέλο λοιπόν, η μέγιστη τιμή της φωτοαγωγιμότητας στη σταθερή κατάσταση δίνεται από το άθροισμα της επιμέρους συνεισφοράς στη φωτοαγωγιμότητα, του κάθε είδους κέντρων. Επομένως η συνολική τιμή, συναρτήσει της ροής φωτονίων, θα δίνεται από τη σχέση

$$\Delta\sigma_{\max} = \frac{q\mu_n N_1 \Phi}{\omega_1 + \phi} + \frac{q\mu_p N_2 \Phi}{\omega_2 + \phi} \quad (2.6.14)$$

όπου με ω_1, ω_2 συμβολίζεται ο ρυθμός επανασύνδεσης (ανάλογος του συντελεστή β) σ_1, σ_2 η ενεργός διατομή πρόσληψης και N_1, N_2 οι συγκεντρώσεις των αντίστοιχων κέντρων (κατά αναλογία με τα κέντρα N_t και N_s από το μοντέλο που συζητήθηκε στο πρώτο μέρος του κεφαλαίου).

Το fitting της καμπύλης που κατασκευάστηκε από τα πειραματικά δεδομένα για κάθε μήκος κύματος και το οποίο φαίνεται με κόκκινο χρώμα στα παραπάνω γραφήματα, πραγματοποιήθηκε με βάση την εξίσωση 2.6.14. Η τιμή της ευκινησίας των οπών μ_p που χρησιμοποιήθηκε στο fitting $\mu_p = 50 \frac{cm^2}{V \cdot s}$, είναι η ίδια με αυτή που επιλέχθηκε και στη μελέτη του Cai^[56], σύμφωνα με τους υπολογισμούς του Chernyak^[67] που δίνουν τιμές ευκινησίας μεταξύ 40-150 $\frac{cm^2}{V \cdot s}$, για τις οπές σε τύπου n υλικά. Τα αποτελέσματα που πρέκυψαν φαίνονται συγκεντρωμένα στον παρακάτω πίνακα.

	390nm	622nm	940nm
N1	1,29E+15	8,14E+13	4,28E+13
N2	5,53E+15	4,37E+15	1,38E+15
ω_1/σ_1	8,46E+14	1,08E+14	1,87E+13
ω_2/σ_2	1,96E+16	4,53E+15	1,51E+16

Πίνακας 2.6.1: Συγκεντρωτικός πίνακας των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από το fit των πειραματικών μετρήσεων, με βάση την εξίσωση 2.6.14, για τις περιπτώσεις των 390nm, 622nm και 940nm.

Ο τρόπος διεξαγωγής των πειραματικών μετρήσεων δεν επιτρέπει τη μελέτη της εξάρτησης της συνεισφοράς του κάθε μηχανισμού στη φωτοαγωγιμότητα, από τη ροή φωτονίων Φ , ξεχωριστά. Επομένως τα αποτελέσματα που φαίνονται στον πίνακα 2.6.1, δεν μπορούν να αξιοποιηθούν για την εξαγωγή ασφαλών ποσοτικών αποτελεσμάτων και συμπερασμάτων. Παρόλα αυτά, το πολύ καλό fit των πειραματικών δεδομένων, ενισχύει ακόμα περισσότερο την υπόθεση ύπαρξης δύο ειδών κέντρων, με διαφορετικά χαρακτηριστικά, που αφορούν σε διαφορετικά είδη φορέων. Ακόμα, αξίζει να σημειωθεί ότι οι τιμές που προέκυψαν για τις συγκεντρώσεις των κέντρων $N_1 = 1,29 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ και $N_2 = 5,53 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ για την περίπτωση των 390nm, είναι της ίδιας τάξης μεγέθους. Η παρατήρηση αυτή αναφέρεται και στη μελέτη του Cai^[56] για το ίδιο μήκος κύματος. Τέλος, παρατηρείται πιο απότομη μείωση στην τιμή της συγκέντρωσης των “παγίδων” ηλεκτρονίων σε σχέση με αυτή των “παγίδων” οπών, με την μείωση της ενέργειας της διεγείρουσας ακτινοβολίας. Η τελευταία παρατήρηση είναι σε συμφωνία με τα συμπεράσματα που προέκυψαν από τη μελέτη των μεταβατικών καταστάσεων της φωτοαγωγιμότητας, υπό το συγκεκριμένο μοντέλο, που πραγματοποιήθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο.

Συμπερασματικά, στο παρόν κεφάλαιο γίνεται ακόμα πιο ξεκάθαρη η ανάγκη χειρισμού της συνολικής μελέτης με ένα μοντέλο που να περιλαμβάνει πέραν των κέντρων επανασύνδεσης και 2 κέντρα που αφορούν σε διαφορετικά είδη φορέων (για παράδειγμα παγίδες οπών και παγίδες ηλεκτρονίων), τα οποία εμφανίζουν μετασταθή συμπεριφορά μεταξύ μιας ρηχής κατάστασης με χαρακτηριστικά παγίδας φορέων και μιας βαθιάς κατάστασης με χαρακτηριστικά κέντρου επανασύνδεσης.

Συγκεκριμένα στο πρώτο μέρος του κεφαλαίου, σύμφωνα με το μοντέλο του Bube^[11] που αφορά στην επανασύνδεση μέσω 2 κέντρων, το οποίο περιλαμβάνει και παγίδες ηλεκτρονίων και sensitizing κέντρα (μετασταθείς παγίδες οπών), η εξάρτηση της τιμής της φωτοαγωγιμότητας (στη σταθερή κατάσταση φωτοαγωγιμότητας) από τη ροή φωτονίων Φ , σε συνθήκες χαμηλής έγχυσης φορέων ($\Delta n \ll n_{\text{dark}}$), αναμένεται να είναι της μορφής $\Delta \sigma \propto \Phi^\gamma$, όπου $\gamma = 1/2$. Στην προκειμένη περίπτωση υπολογίστηκε $\gamma = 0,58$. Η απόκλιση από την θεωρητικά αναμενόμενη τιμή είναι πολύ μικρή και θα μπορούσε να οφείλεται σε σφάλμα λόγω κάποιας προσέγγισης που έγινε. Άλλη μια πιθανή εξήγηση θα μπορούσε να είναι ότι, όπως είναι φανερό και από τη μέχρι τώρα μελέτη, τα κέντρα ατελειών που εξετάζονται εντοπίζονται σε ένα ευρύ φάσμα

ενεργειών^[68]. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα το αντίστοιχο επίπεδο διαχωρισμού, να χωρίζει αυτό το φάσμα ενεργειών των κέντρων σε ένα “ρηχό” μέρος (όπου οι φορείς παγιδεύονται στα κέντρα και στη συνέχεια απελευθερώνονται) και σε ένα “βαθύτερο” μέρος (όπου τα κέντρα συμπεριφέρονται πλέον σαν κέντρα επανασύνδεσης). Επίσης. Σε αυτή την περίπτωση η τιμή του γ μπορεί να κυμαίνεται μεταξύ $0 < \gamma < 1$.

Επίσης, υπολογίστηκε ο χρόνος ζωής τ_n των ηλεκτρονίων ο οποίος φαίνεται να είναι αρκετά μεγάλος (της τάξης 10^{-5} sec, δηλαδή δεκάδων μ s), παρόλο που εξαρχής αναμένεται αύξηση του χρόνου ζωής των φορέων, ως αποτέλεσμα της συνεισφοράς των παγίδων.

Η ύπαρξη των κέντρων με τις ιδιότητες που αναφέρθηκαν παραπάνω, που αποτελούν και τη βασική προϋπόθεση των μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν, επιβεβαιώνεται περαιτέρω στο τελευταίο μέρος του κεφαλαίου που εστιάζει στη φωτοαγωγιμότητα που οφείλεται στις στάθμες των ατελειών, μέσω του πολύ καλού fitting των πειραματικών δεδομένων. Επίσης τα αποτελέσματα που προέκυψαν για τις συγκεντρώσεις των κέντρων N_1 και N_2 συμφωνούν σε ένα βαθμό με αυτά που αναφέρονται στη βιβλιογραφία (για την περίπτωση των 390nm), ενώ η μείωση της συνεισφοράς των κέντρων που αφορούν στα ηλεκτρόνια είναι σε συμφωνία με τις παρατηρήσεις που έγιναν στο προηγούμενο κεφάλαιο. Όμως όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, τα αποτελέσματα που εξήχθησαν δεν εξασφαλίζουν την απαραίτητη ασφάλεια για την εξαγωγή συμπερασμάτων μέσω ποσοτικών συγκρίσεων.

2.7 Οπτική μείωση της φωτοαγωγιμότητας (*optical quenching*)

Άλλο ένα φαινόμενο η εμφάνιση του οποίου οφείλεται στην ύπαρξη κέντρων εντός του ενεργειακού χάσματος, τα οποία εμφανίζουν μετασταθή συμπεριφορά μεταξύ ρηχών και πιο βαθιών καταστάσεων, είναι το φαινόμενο της οπτικής μείωσης της φωτοαγωγιμότητας (*optical quenching*). Σε αυτό το κεφάλαιο, γίνεται περιγραφή της πειραματικής διαδικασίας και παρουσίαση των αποτελεσμάτων των μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν για την ανίχνευση του φαινομένου του οπτικού *quenching*, καθώς και βιβλιογραφική μελέτη σχετικά με το μοντέλο που εξηγεί το φαινόμενο, λαμβάνοντας υπόψιν και τα συμπεράσματα που έχουν προκύψει από τη μέχρι τώρα μελέτη.

Μελετήθηκαν και τα δύο δείγματα και λήφθηκαν μετρήσεις της φωτοαγωγιμότητας του κάθε ενός συναρτήσει του χρόνου, όταν βρίσκονται υπό ταυτόχρονο φωτισμό και από τις δύο πηγές (A και B). Συγκεκριμένα, το δείγμα αφού έχει ισορροπήσει στην κατάσταση σκότους ξεκινά να δέχεται ακτινοβολία από την πηγή A και μόλις βρεθεί στη σταθερή κατάσταση φωτοαγωγιμότητας, ξεκινά να δέχεται ταυτόχρονα ακτινοβολία και από την πηγή B. Καταγράφεται η μεταβολή της φωτοαγωγιμότητας μέχρι να ισορροπήσει στη νέα σταθερή κατάσταση και στη συνέχεια σβήνει η πηγή B και λίγο χρόνο αργότερα η πηγή A. Για κάποιες περιπτώσεις, λήφθηκαν μετρήσεις και για την αντίθετη σειρά με την οποία προσπίπτουν οι ακτινοβολίες στο δείγμα (πρώτα η πηγή B και μετά η πηγή A) για να επιβεβαιωθεί ο ρόλος της κάθε ακτινοβολίας.

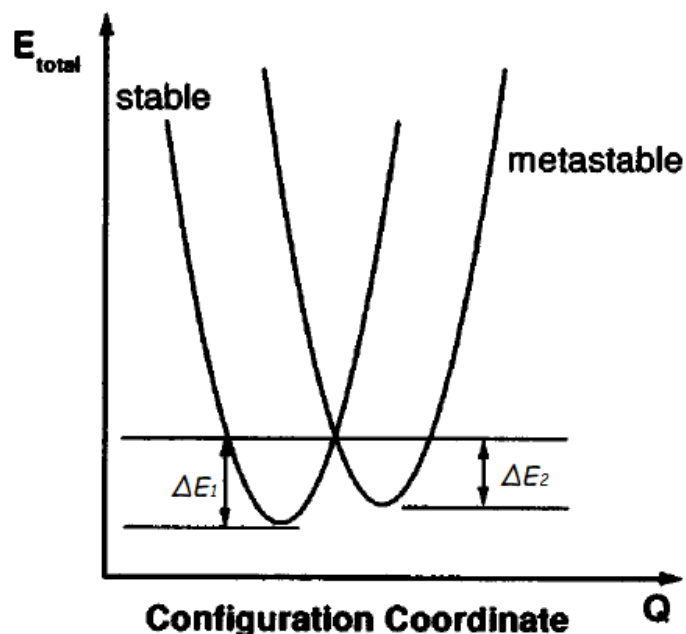
Σαν πηγές ακτινοβολίας υποβάθρου (πηγή A) χρησιμοποιήθηκαν τα LED 280 και 365nm, που αντιστοιχούν σε ενέργεια περίπου ίση ή μεγαλύτερη του ενεργειακού χάσματος του υλικού ($h\nu_{280} = 4,43 \text{ eV}$, $h\nu_{365} = 3,4 \text{ eV}$, $E_{g,A} = 3,4 \text{ eV}$, $E_{g,\text{AlGaIn}} = 3,68 \text{ eV}$) ενώ για την περίπτωση του δείγματος A (GaIn) χρησιμοποιήθηκε και το LED 390nm που αντιστοιχεί σε ενέργεια λίγο μικρότερη του ενεργειακού χάσματος ($h\nu_{390} = 3,18 \text{ eV}$). Αντίστοιχα σαν πηγές B χρησιμοποιήθηκαν τα LED 940, 890, 622, 527 και 468nm, όλα ενέργειας μικρότερης του ενεργειακού χάσματος ($h\nu_{940} = 1,32 \text{ eV}$, $h\nu_{890} = 1,39 \text{ eV}$, $h\nu_{622} = 1,99 \text{ eV}$, $h\nu_{527} = 2,35 \text{ eV}$, $h\nu_{468} = 2,65 \text{ eV}$). Επίσης, κατά τη διάρκεια των μετρήσεων τα δείγματα βρίσκονται σε σταθερή θερμοκρασία 310 K στο

κουτί της διάταξης A και παρέμεναν σε συνθήκες σκότους, μέχρι να ισορροπήσουν, μετά την κάθε αλλαγή μήκους κύματος της πηγής B, για να εξασφαλιστούν κοινές αρχικές συνθήκες για κάθε μέτρηση.

Οπτική μείωση της φωτοαγωγιμότητας (optical quenching), όπως αναφέρθηκε και στο πρώτο κεφάλαιο, είναι το φαινόμενο κατά το οποίο η φωτοαγωγιμότητα του υλικού, που οφείλεται στην απορρόφηση ακτινοβολίας κατάλληλης ενέργειας, μειώνεται λόγω της αλληλεπίδρασης του υλικού με δευτερεύουσα ακτινοβολία, μικρότερης ενέργειας από την πρώτη.

Το φαινόμενο του οπτικού quenching καθώς και η σχέση του με άλλα φαινόμενα, όπως η παραμένουσα φωτοαγωγιμότητα (PPC), έχει μελετηθεί για το GaN από διάφορες ομάδες^[38,46,55,62,69]. Η εμφάνιση αυτών των φαινομένων, αποδίδεται στην ύπαρξη ατελειών με διαφορετικές καταστάσεις φορτίου, οι οποίες εμφανίζουν μετασταθή συμπεριφορά, όπως προβλέπεται και από το επικρατέστερο μοντέλο που συζητήθηκε στα κεφάλαια 2.5 και 2.6 το οποίο περιλαμβάνει παγίδες ηλεκτρονίων, παγίδες οπών και κέντρα επανασύνδεσης.

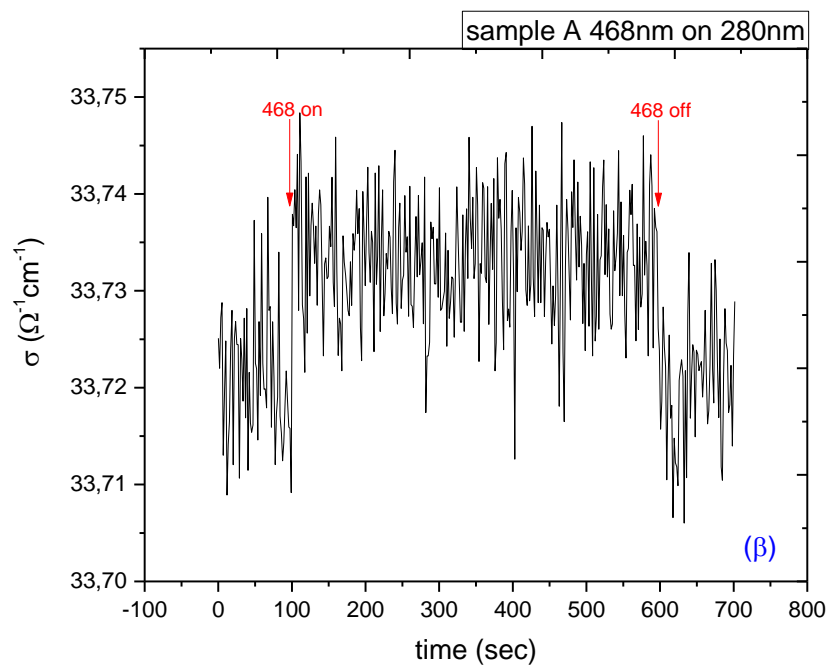
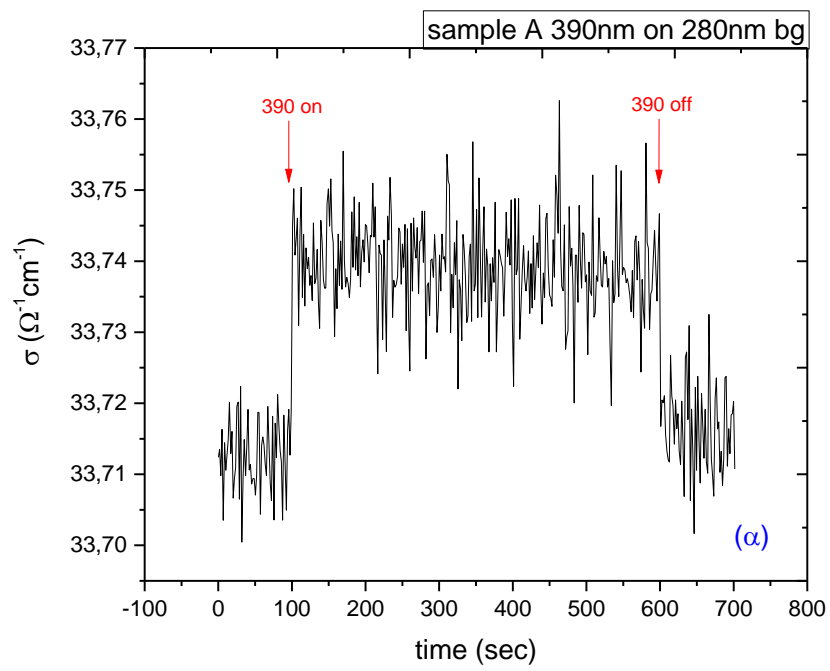
Συγκεκριμένα το φαινόμενο του οπτικού quenching, σύμφωνα με το παραδοσιακό μοντέλο^[12,31], σε τύπου n υλικά, οφείλεται στην ύπαρξη παγίδων οπών, με τις ιδιότητες που αναφέρθηκαν νωρίτερα. Όταν το υλικό βρίσκεται σε σταθερή κατάσταση φωτοαγωγιμότητας λόγω της ακτινοβολίας υποβάθρου και ταυτόχρονα βρεθεί υπό δευτερεύουσα ακτινοβολία κατάλληλης ενέργειας, διεγείρονται ηλεκτρόνια από τη ζώνη σθένους στις παγίδες οπών και δημιουργούνται ελεύθερες οπές. Οι παγίδες οπών εμφανίζουν επίσης μετασταθή συμπεριφορά, όπως αναφέρθηκε και για τις παγίδες ηλεκτρονίων στο κεφάλαιο 2.5.

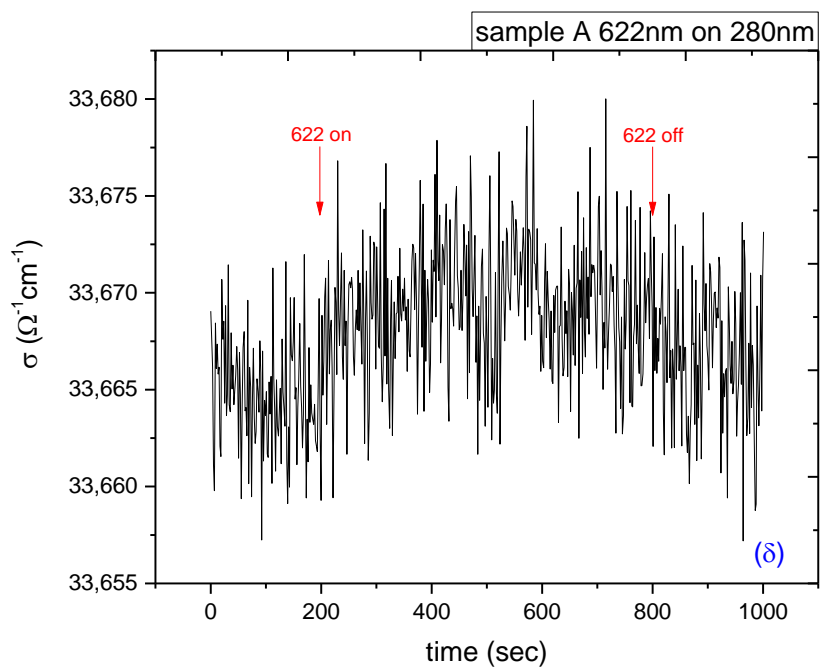
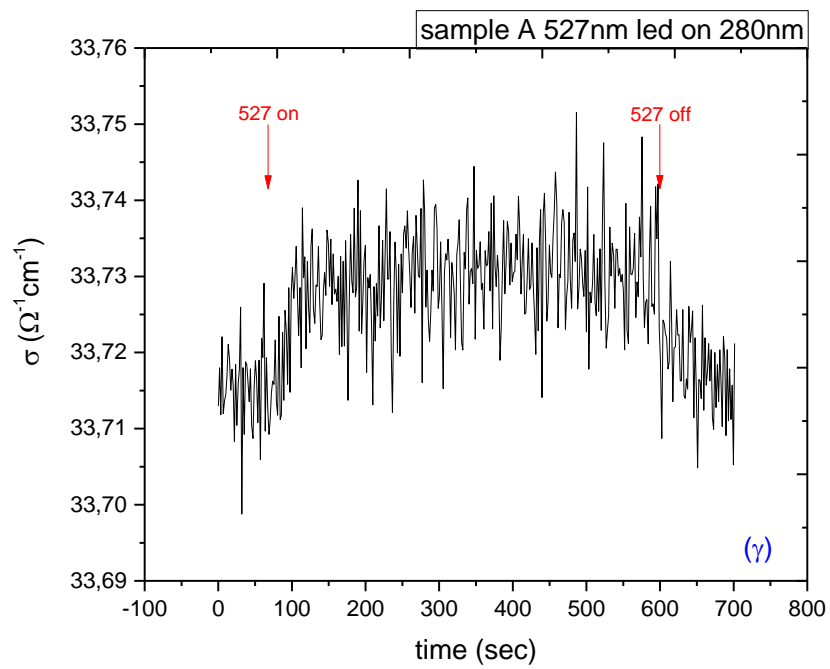


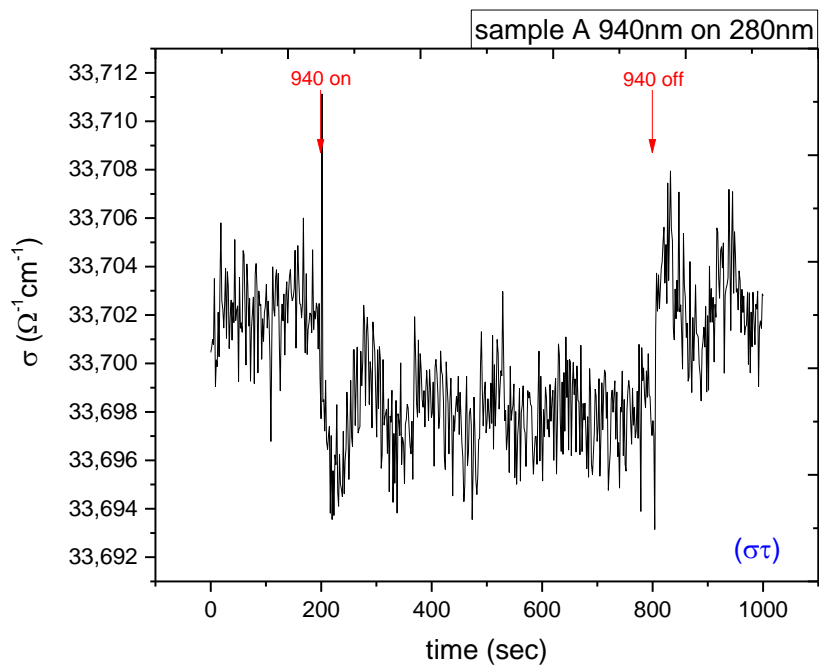
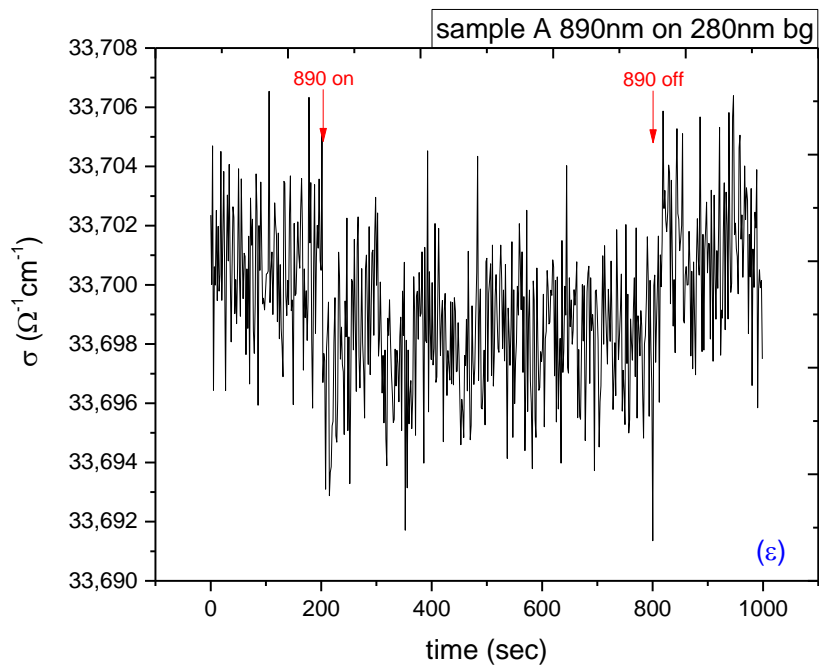
Σχήμα 2.7.1: Configuration Coordinate διάγραμμα για τις ατέλειες που ευθύνονται για το φαινόμενο του οπτικού quenching της φωτοαγωγιμότητας.

Όταν ένα τέτοιο κέντρο προσλαμβάνει ένα ηλεκτρόνιο, αλλάζει η κατάσταση φορτίου, υπόκειται σε εφησυχασμό πλέγματος και μεταβαίνει σε μία πιο βαθιά μετασταθή κατάσταση (σχήμα 2.7.1). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να εμφανίζεται ένας ενεργειακός φραγμός που εμποδίζει την επαναπρόσληψη των οπών που ελευθερώθηκαν από τις παγίδες, οι οποίες τελικά επανασυνδέονται με ηλεκτρόνια από τη ζώνη αγωγιμότητας μέσω των κέντρων επανασύνδεσης, οδηγώντας σε μείωση της φωτοαγωγιμότητας.

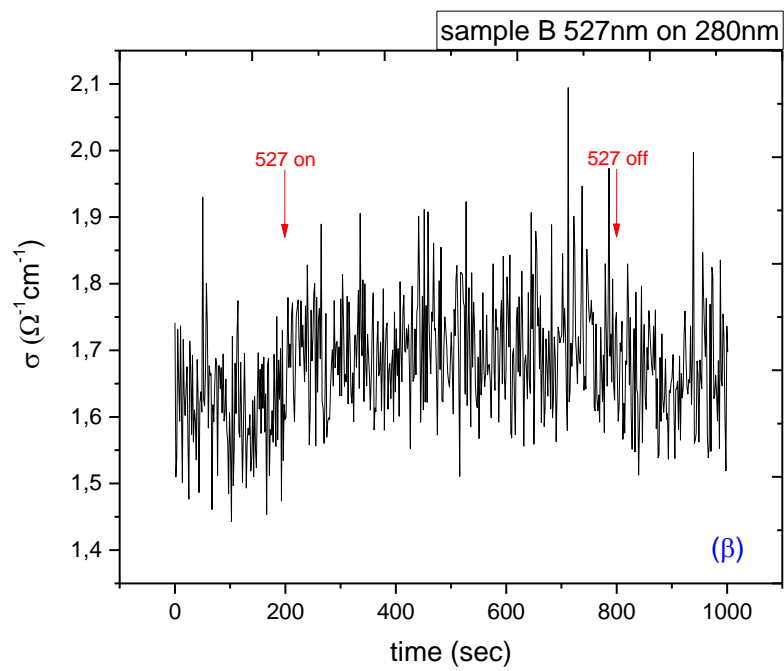
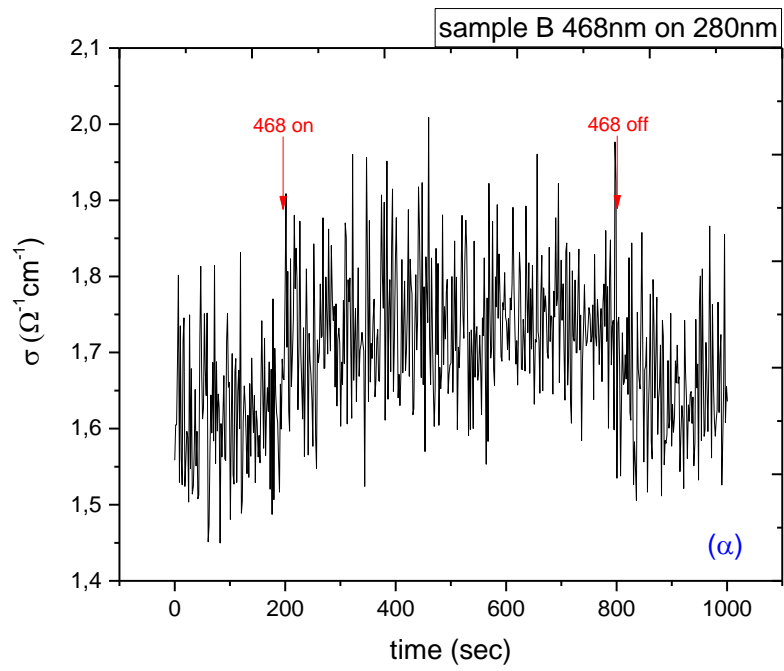
Σχετικά με τη διαδικασία λήψης των μετρήσεων, επειδή οι μεταβολές της αγωγιμότητας είναι στα όρια του θορύβου, σε πολλές περιπτώσεις πραγματοποιήθηκαν επαναλαμβανόμενες μετρήσεις, ώστε να μειωθεί στατιστικά ο θόρυβος. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τις πειραματικές μετρήσεις, για τις περιπτώσεις όπου ως πηγή A (ακτινοβολία υποβάθρου) χρησιμοποιήθηκαν τα LED ενέργειας ίσης ή μεγαλύτερης του ενεργειακού χάσματος, 280nm (4,43eV) και 365nm (3,4eV), φαίνονται στα παρακάτω διαγράμματα της αγωγιμότητας συναρτήσει του χρόνου (σχήματα 2.7.2 – 2.7.5). Αρχικά για την περίπτωση ακτινοβολίας 280nm ως πηγή A και για τα δύο δείγματα.

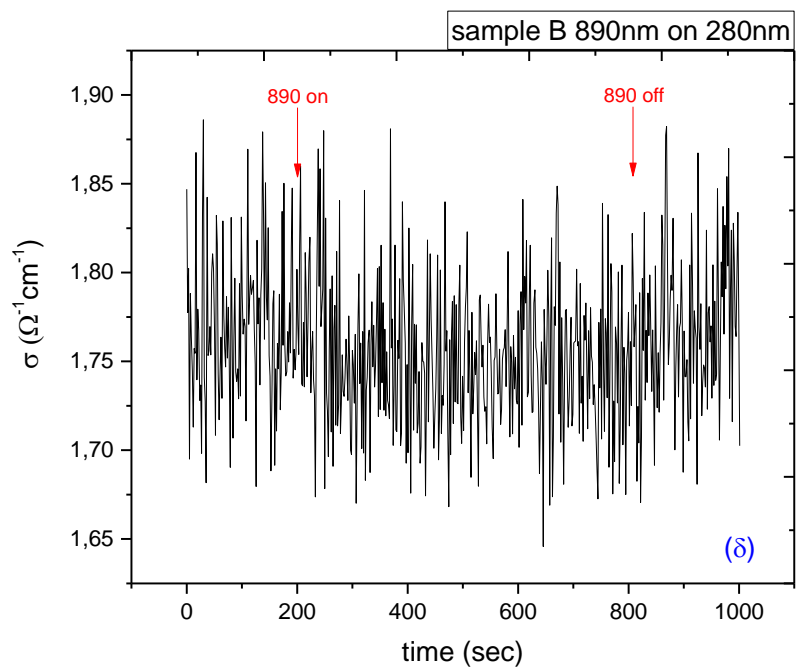
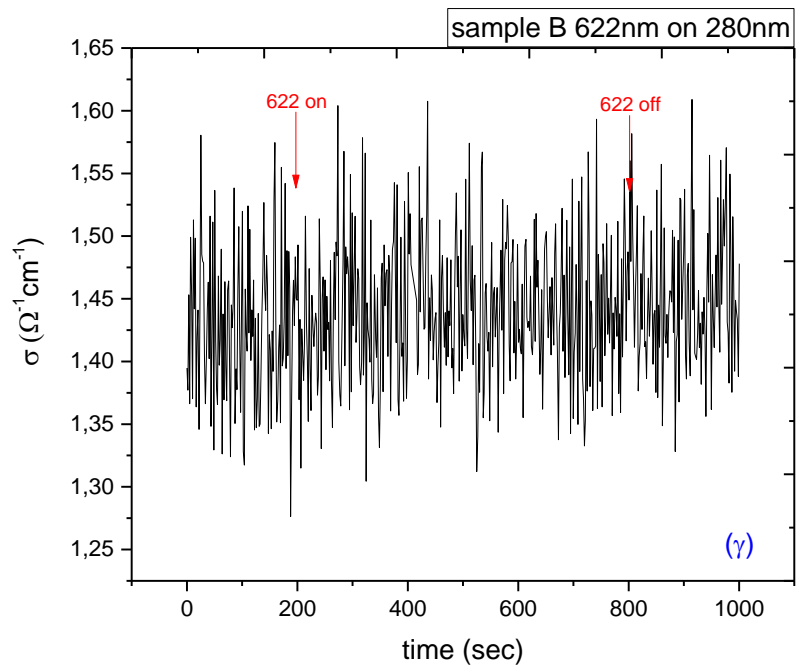


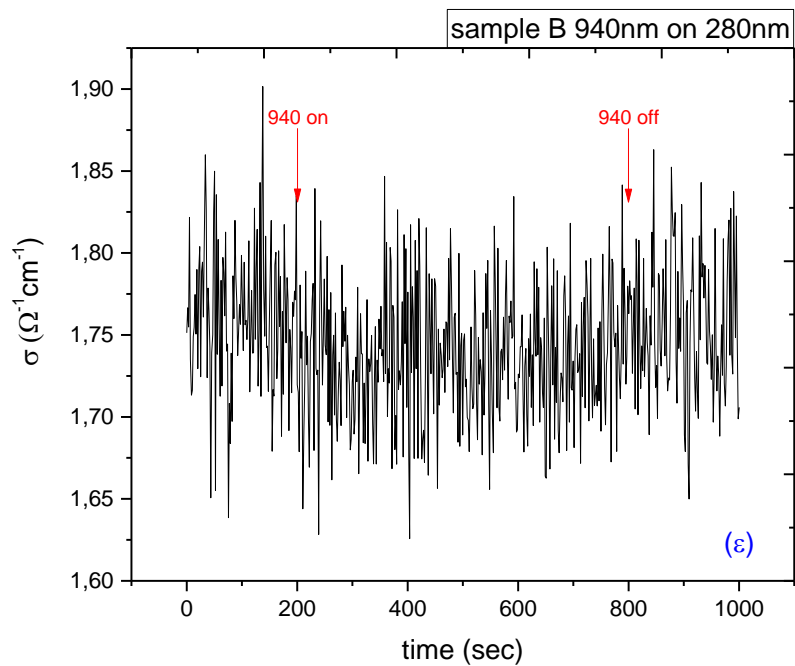




Σχήμα 2.7.2: Πειραματικά αποτελέσματα της αγωγιμότητας συναρτήσει του χρόνου, κατά το φαινόμενο του οπτικού quenching της φωτοαγωγιμότητας, για το δείγμα A. Το μήκος κύματος της πηγής A είναι 280nm και της πηγής B είναι **α)** 390nm **β)** 468nm **γ)** 527nm **δ)** 622nm **ε)** 890nm **στ)** 940nm.

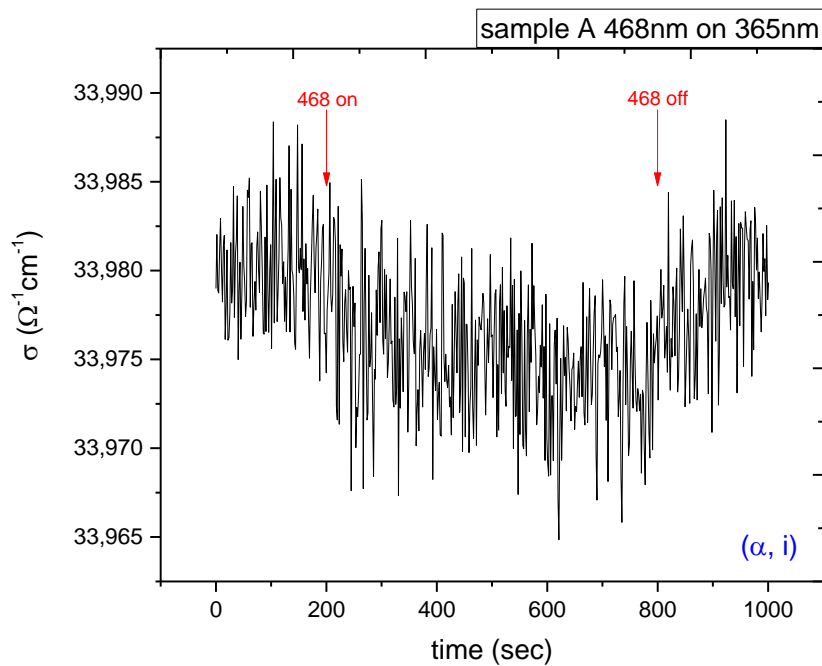


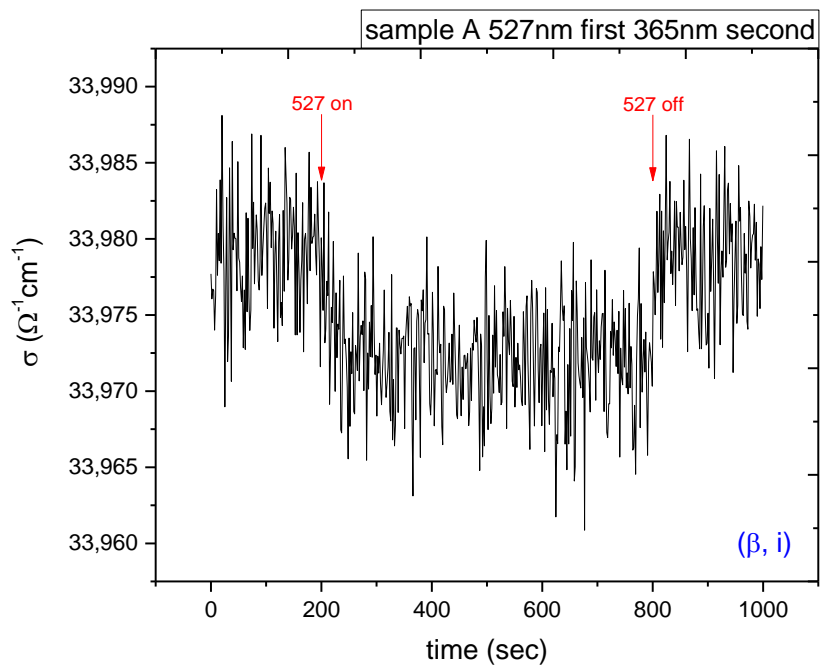
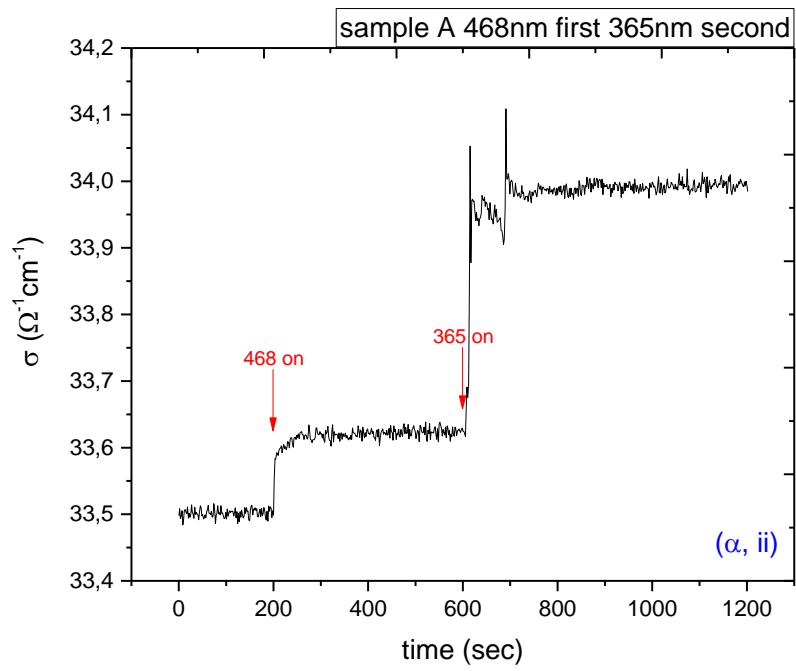


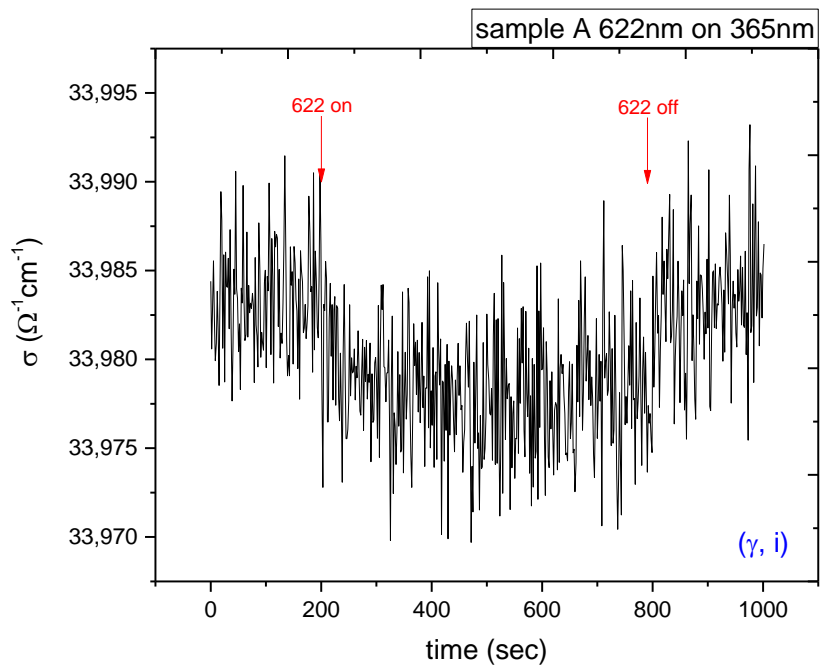
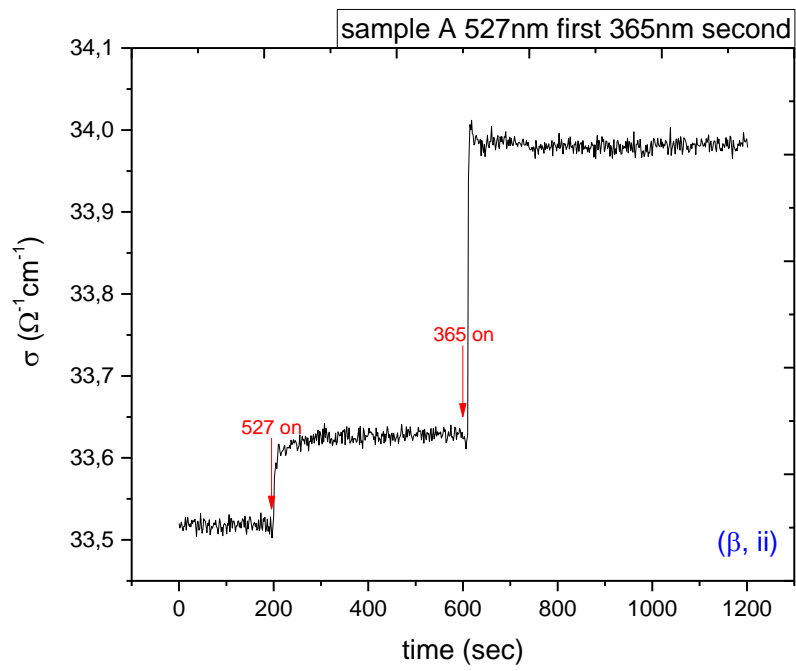


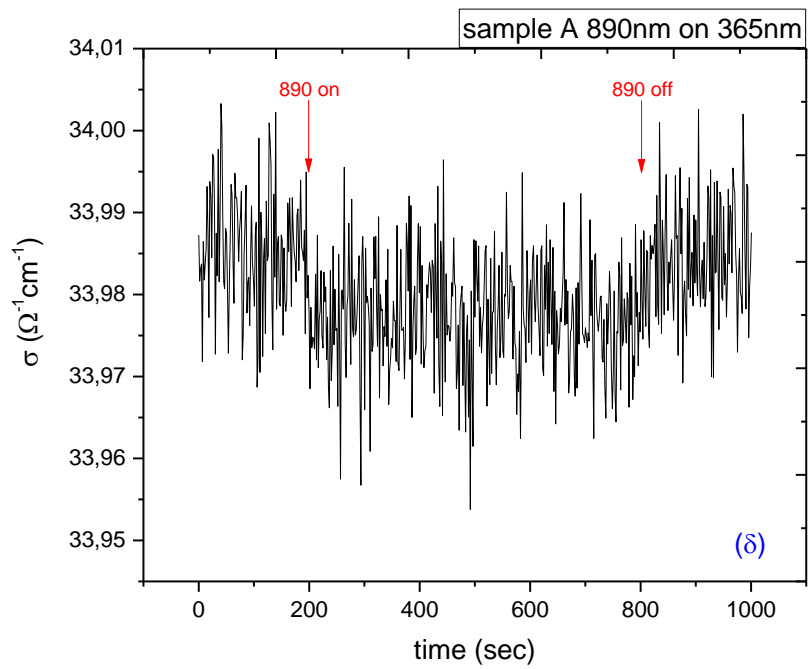
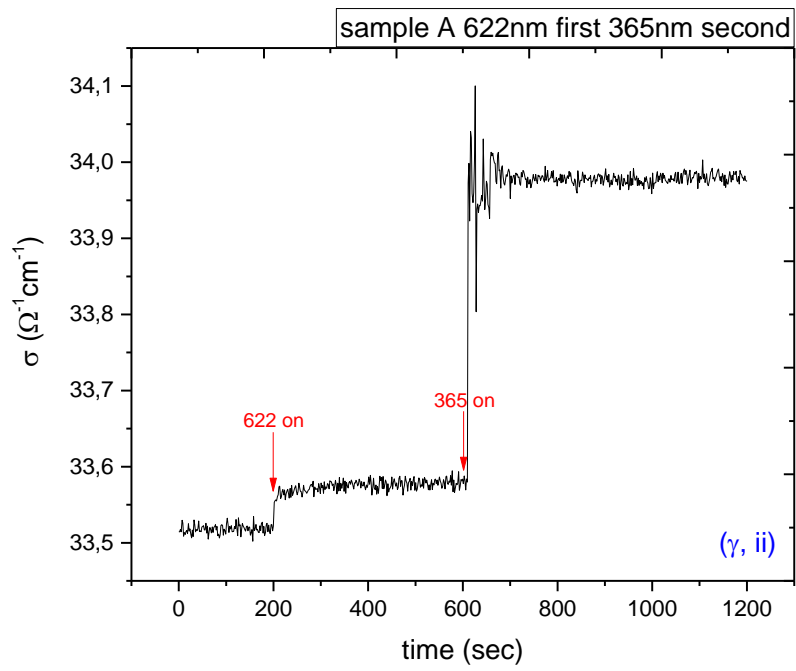
Σχήμα 2.7.3: Πειραματικά αποτελέσματα της αγωγιμότητας συναρτήσει του χρόνου, κατά το φαινόμενο του οπτικού quenching της φωτοαγωγιμότητας, για το δείγμα B. Το μήκος κύματος της πηγής A είναι 280nm και της πηγής B είναι **α)** 468nm **β)** 527nm **γ)** 622nm **δ)** 890nm **ε)** 940nm.

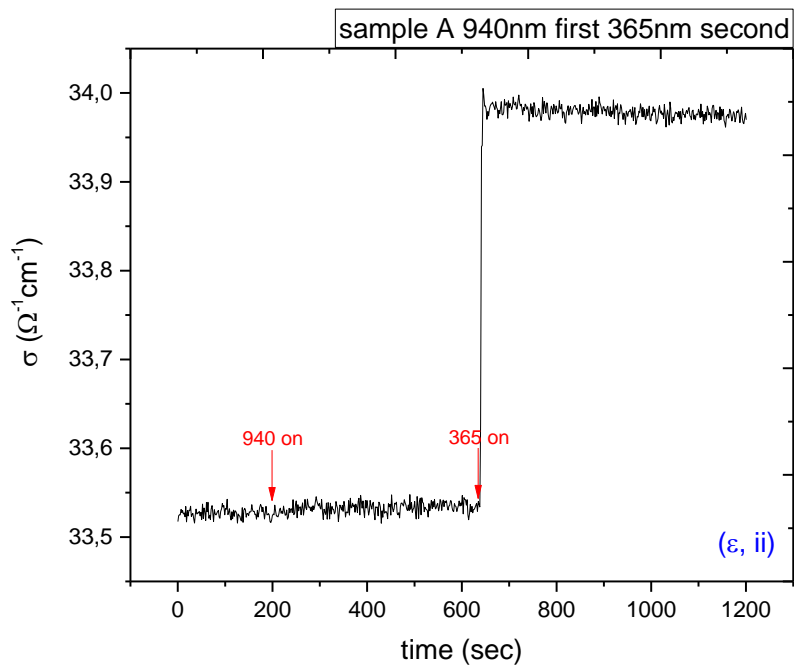
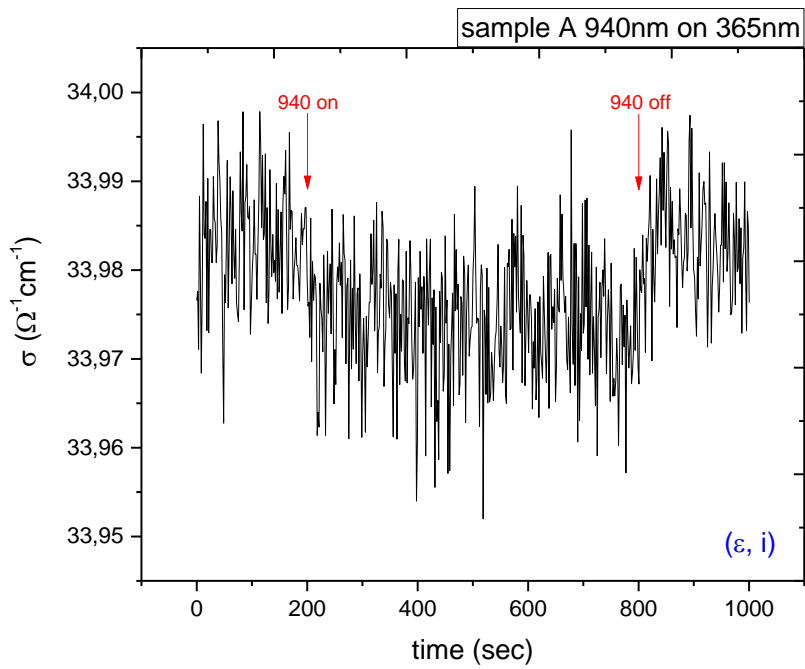
Και στη συνέχεια τα αντίστοιχα διαγράμματα για την περίπτωση των 365nm σαν πηγή A.



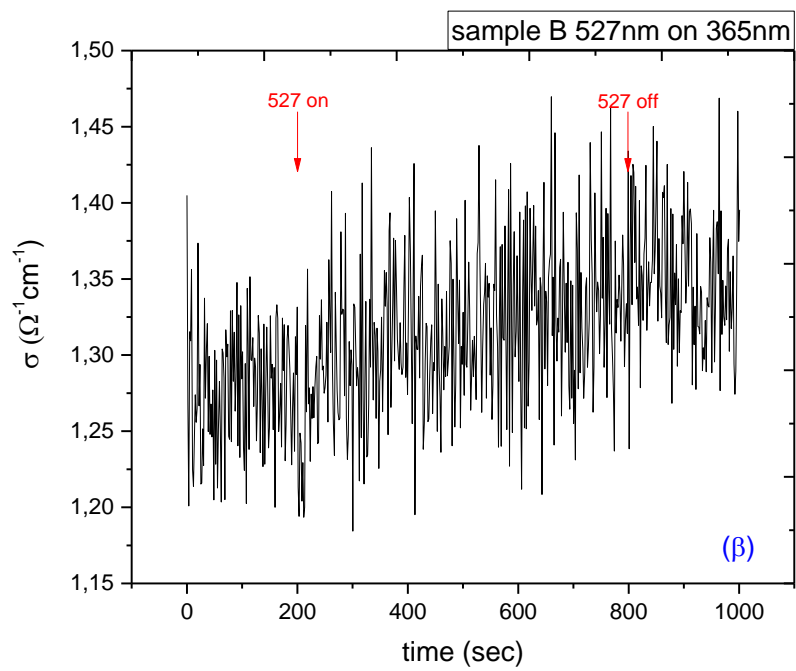
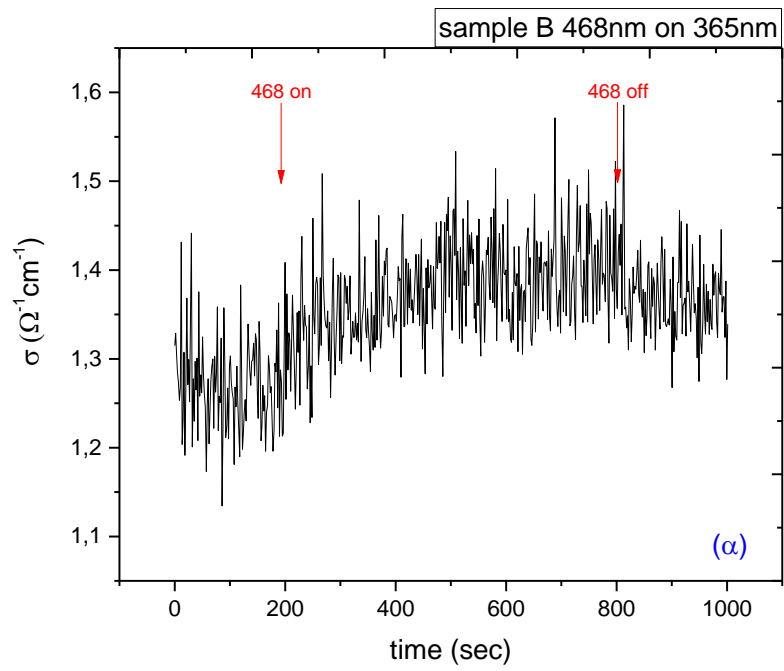


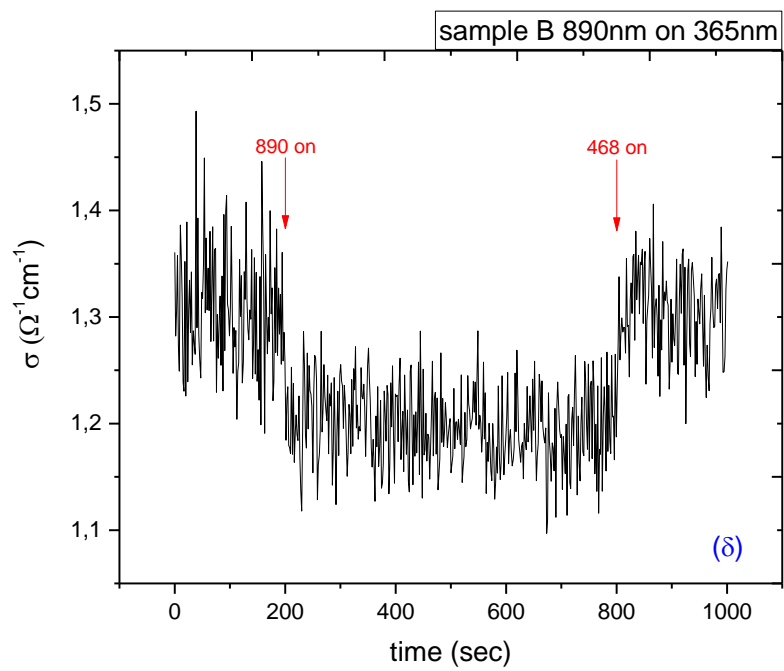
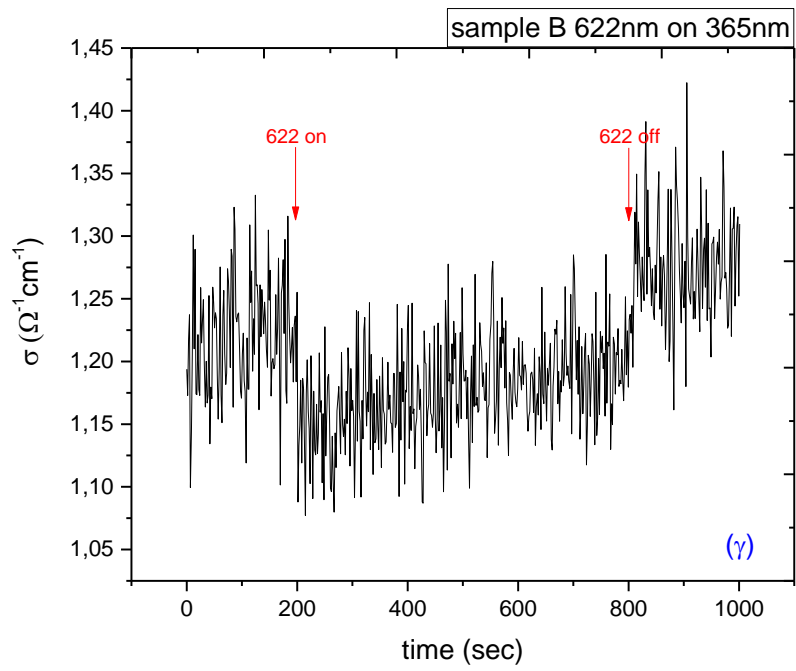


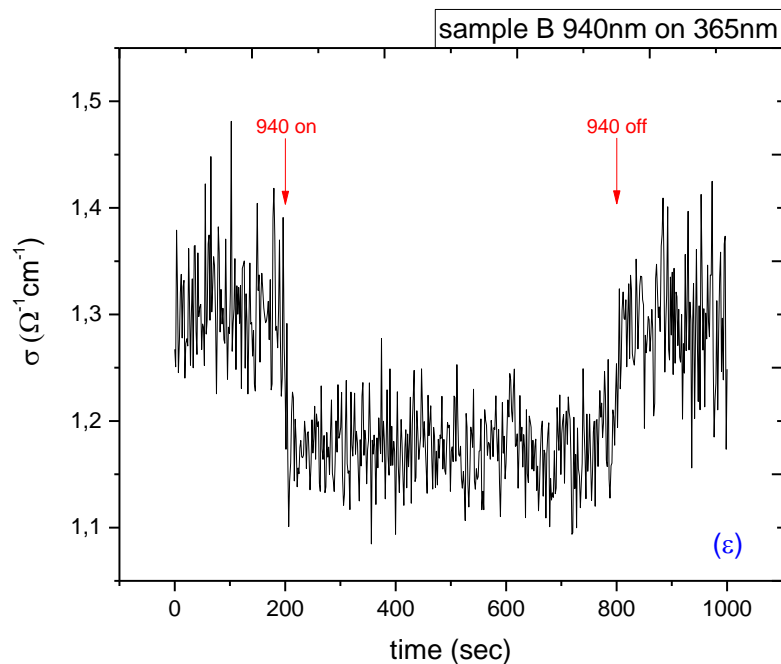




Σχήμα 2.7.4: Πειραματικά αποτελέσματα της αγωγιμότητας συναρτήσει του χρόνου, κατά το φαινόμενο του οπτικού quenching της φωτοαγωγιμότητας, για το δείγμα A. Το μήκος κύματος της πηγής A είναι 365nm και της πηγής B είναι **α, i)** 468nm **β, i)** 527nm **γ, i)** 622nm **δ, i)** 890nm **ε, i)** 940nm. Στα αντίστοιχα διαγράμματα με δείκτη **(ii)** φαίνονται τα αποτελέσματα για τις μετρήσεις με την αντίστροφη σειρά των πηγών ακτινοβολίας.







Σχήμα 2.7.5: Πειραματικά αποτελέσματα της αγωγιμότητας συναρτήσει του χρόνου, κατά το φαινόμενο του οπτικού quenching της φωτοαγωγιμότητας, για το δείγμα B. Το μήκος κύματος της πηγής A είναι 365nm και της πηγής B είναι **α)** 468nm **β)** 527nm **γ)** 622nm **δ)** 890nm **ε)** 940nm.

Όπως φαίνεται από τα αποτελέσματα για την περίπτωση ακτινοβολίας υποβάθρου, μήκους κύματος 280nm, quenching της φωτοαγωγιμότητας εμφανίζεται μόνο για τις περιπτώσεις όπου το μήκος κύματος της δευτερεύουσας ακτινοβολίας (πηγή B) είναι στην περιοχή του υπέρυθρου και συγκεκριμένα για τα μήκη κύματος 890 και 940nm. Αντίθετα για μήκη κύματος από 622nm και μικρότερα, η δευτερεύουσα ακτινοβολία συνεισφέρει κανονικά στη φωτοαγωγιμότητα.

Στα σχήματα 2.7.4 και 2.7.5 όπου το μήκος κύματος της πηγής A είναι 365nm, στο δείγμα B, το φαινόμενο παρατηρείται και πάλι στα ίδια μήκη κύματος υπέρυθρης ακτινοβολίας, αλλά και στα 622nm. Αντίστοιχα, στο δείγμα A παρατηρείται σε όλο το φάσμα μηκών κύματος που χρησιμοποιήθηκαν ως πηγή B. Τα μήκη κύματος αυτά, αντιστοιχούν σε ενέργειες από 1,32 – 2,65 eV, οι οποίες ανήκουν στο αντίστοιχο εύρος ενεργειών 1 – 2,6 eV που αναφέρεται στη βιβλιογραφία^[38,46,55,62,69]. Μάλιστα, σε μελέτες της φασματικής εξάρτησης του φαινομένου του οπτικού quenching, αναφέρονται συγκεκριμένες κορυφές που παρατηρούνται σε ενέργειες εντός αυτού του εύρους. Πιο συγκεκριμένα σε ενέργειες 1,44 1,58 και 2,2 eV σύμφωνα με τον Huang^[46], 1,30 1,55 και 1,98 eV σύμφωνα με

τον Feng^[69], περίπου στα 1,26 eV αναφέρεται από τον Lin^[38] και σε ενέργεια περίπου 1,5 eV σύμφωνα με τον Cai^[55].

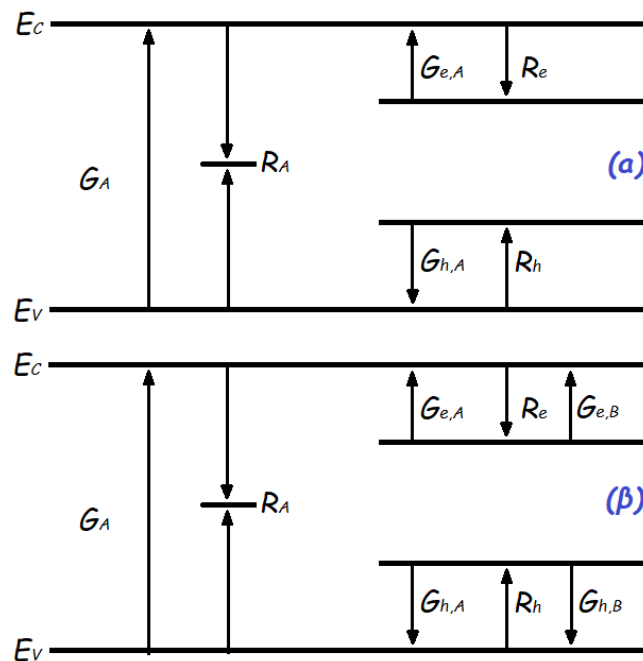
Το ευρύ φάσμα ενεργειών της δευτερεύουσας πηγής ακτινοβολίας, για τις οποίες παρατηρείται το φαινόμενο του οπτικού quenching, υποδηλώνει πως τα ενεργειακά επίπεδα των ατελειών που συμμετέχουν, είναι επίσης κατανομημένα σε ευρύ φάσμα ενεργειών. Αυτό καθιστά τις ενδογενείς ατέλειες πιθανότερες υποψήφιους για το φαινόμενο του οπτικού quenching, όπως και στην περίπτωση της περαμένουσας φωτοαγωγιμότητας αντίστοιχα. Επιπλέον, η σχετικά αργή μείωση της φωτοαγωγιμότητας κατά το φαινόμενο του quenching καθώς και η αργή αποκατάσταση της φωτοαγωγιμότητας στο επίπεδο που βρισκόταν λόγω μόνο της ακτινοβολίας υποβάθρου, εξηγείται από το γεγονός ότι για να εφησυχάσουν τα κέντρα στο νέο σχηματισμό μετά την αλλαγή της κατάστασης φορτίου, πρέπει να ξεπεράσουν έναν ενεργειακό φραγμό και αυτή είναι μία σχετικά αργή διαδικασία.

Σχετικά με τις ενδογενείς ατέλειες που ευθύνονται για την εμφάνιση του φαινομένου, σύμφωνα με το παραδοσιακό μοντέλο που αναφέρθηκε και νωρίτερα, για τύπου n υλικά, πρέπει να είναι παγίδες οπών^[46]. Οι πιο πιθανές ενδογενείς ατέλειες με πολλαπλές καταστάσεις φορτίου, που υπόκεινται σε εφησυχασμό πλέγματος και οι οποίες εισάγουν επίπεδα δοτών εντός του ενεργειακού χάσματος του GaN, είναι τα άτομα αζώτου σε θέσεις αντικατάστασης N_{Ga} και τα κενά γαλλίου V_{Ga} ^[38,41-43,69]. Πιθανότερος υποψήφιος είναι το V_{Ga} , καθώς βάσει θεωρητικών υπολογισμών, μπορεί να έχει επίπεδα σε ενέργειες περίπου 1,4 και 1,5 eV^[70,71], τιμές πολύ κοντά σε αυτές κάποιων εκ των κορυφών που αναφέρονται στη βιβλιογραφία. Επιπροσθέτως, το V_{Ga} σύμφωνα με τον Neugebauer^[72] παρουσιάζει χαμηλή ενέργεια σχηματισμού (ειδικά σε συνθήκες N-rich) γεγονός που το καθιστά μία από τις κυρίαρχες ενδογενείς ατέλειες σε ενδογενώς (μη εμπλουτισμένο) τύπου n GaN. Παρόλα αυτά, το quenching της φωτοαγωγιμότητας που παρατηρείται για ενέργεια δευτερεύουσας ακτινοβολίας περίπου 2,6 eV, δεν μπορεί να αποδοθεί στο V_{Ga} . Πιθανόν να οφείλεται σε κάποιο dislocation ή στο N_{Ga} , το οποίο μπορεί να σχηματίσει επίπεδο βαθύ δότη 2 – 3 eV πάνω από τη ζώνη σθένους^[73].

Επιστρέφοντας στα αποτελέσματα των πειραματικών μετρήσεων, στο σχήμα 2.7.4, στα διαγράμματα που αφορούν το δείγμα A υπό ακτινοβολία υποβάθρου μήκους κύματος 365nm, φαίνεται η μεταβολή της φωτοαγωγιμότητας και στην

περίπτωση που το δείγμα δέχεται ακτινοβλία πρώτα από την πηγή B και μετά από την πηγή A. Έτσι επιβεβαιώνεται ότι η ακτινοβολία της πηγής A συνεισφέρει πάντα θετικά στη φωτοαγωγιμότητα, για όλα τα μήκη κύματος που χρησιμοποιήθηκαν σαν πηγή B.

Επίσης, αξίζει να αναφερθεί ότι κατά τη διάρκεια των μετρήσεων παρατηρήθηκε αύξηση της μείωσης που προκαλεί το φαινόμενο του quenching, με την αύξηση της έντασης της ακτινοβολίας υποβάθρου μέχρι κάποια τιμή και στη συνέχεια μείωση με την περαιτέρω αύξηση της έντασης της ακτινοβολίας. Το παραδοσιακό μοντέλο με τις παγίδες οπών, προβλέπει μόνο μείωση του quenching με την αύξηση της έντασης της ακτινοβολίας υποβάθρου^[31]. Ένα πιο πλήρες μοντέλο, που εξηγεί ικανοποιητικά αυτή την παρατήρηση, είναι αυτό που προτάθηκε από τον Cai^[55]. Ουσιαστικά πρόκειται για μία επέκταση του παραδοσιακού μοντέλου, ώστε να περιλαμβάνει και τη συνεισφορά των παγίδων ηλεκτρονίων που προφανώς υπάρχουν μέσα στο υλικό, όπως φάνηκε και στο κεφάλαιο 2.5. Ένα μοντέλο που επίσης συνυπολογίζει τη συνεισφορά και των δύο ειδών παγίδων, φάνηκε να εξηγεί αρκετά ικανοποιητικά και την «αργή» μεταβολή της φωτοαγωγιμότητας στις μεταβατικές καταστάσεις (κεφάλαιο 2.5).



Σχήμα 2.7.6: Σχηματική αναπαράσταση του ενεργειακού διαγράμματος και των μεταβάσεων που σχετίζονται με το μοντέλο που περιλαμβάνει κέντρα επανασύνδεσης, παγίδες ηλεκτρονίων και παγίδες οπών όταν το υλικό βρίσκεται υπό ακτινοβολία: **α)** από την πηγή A ($h\nu_A > E_g$) **β)** από την πηγή A και από την πηγή B ($h\nu_B < E_g$) ταυτόχρονα.

Στο παραπάνω σχήμα παρουσιάζεται μια σχηματική αναπαράσταση του ενεργειακού διαγράμματος που αφορά το μοντέλο του CaI , με κέντρα επανασύνδεσης και παγίδες ηλεκτρονίων και οπών. Στο σχήμα 2.7.6α φαίνονται οι μεταβάσεις που πραγματοποιούνται λόγω διέγερσης μόνο από την ακτινοβολία υποβάθρου ενώ στο σχήμα 2.7.6β και οι μεταβάσεις που πραγματοποιούνται λόγω της δευτερεύουσας ακτινοβολίας. Με G_A συμβολίζεται ο ρυθμός δημιουργίας και με R_A ο ρυθμός επανασύνδεση των φορέων (μέσω των κέντρων επανασύνδεσης). Με $G_{e,A}$ και $G_{h,A}$ συμβολίζονται οι ρυθμοί δημιουργίας ελεύθερων ηλεκτρονίων και οπών από τις αντίστοιχες παγίδες (ηλεκτρόνια από τις παγίδες ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας και οπές από τις παγίδες οπών στη ζώνη σθένους). Επίσης, $G_{e,B}$ και $G_{h,B}$ είναι οι αντίστοιχοι ρυθμοί δημιουργίας λόγω της δευτερεύουσας ακτινοβολίας. Γενικά ο δείκτης A αναφέρεται στην ακτινοβολία υποβάθρου και ο δείκτης B στη δευτερεύουσα ακτινοβολία, ενώ οι δείκτες e και h στις παγίδες ηλεκτρονίων και οπών αντίστοιχα. Τέλος, με R_e και R_h συμβολίζονται οι ρυθμοί επαναπρόσληψης ηλεκτρονίων και οπών, από τα αντίστοιχα κέντρα.

Οι εξισώσεις ρυθμών των φορέων, που περιγράφουν το σύστημα όταν βρίσκεται μόνο υπό την ακτινοβολία υποβάθρου (για την οποία ισχύει $h\nu_A > E_g$) είναι:

$$\frac{dn}{dt} = G_A + G_{e,A} - R_A - R_e \quad (2.7.1)$$

$$\frac{dp}{dt} = G_A + G_{h,A} - R_A - R_h \quad (2.7.2)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = R_e - G_{e,A} \quad (2.7.3)$$

$$\frac{dp_h}{dt} = R_h - G_{h,A} \quad (2.7.4)$$

Αντίστοιχα όταν δέχεται ταυτόχρονα και τις δύο ακτινοβολίες, οι εξισώσεις ρυθμών γίνονται:

$$\frac{dn}{dt} = G_A + G_{e,A} + G_{e,B} - R_A - R_e \quad (2.6.5)$$

$$\frac{dp}{dt} = G_A + G_{h,A} + G_{h,B} - R_A - R_h \quad (2.6.6)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = R_e - G_{e,A} - G_{e,B} \quad (2.6.7)$$

$$\frac{dp_h}{dt} = R_h - G_{h,A} - G_{h,B} \quad (2.6.8)$$

όπου n_e και p_h οι συγκεντρώσεις των παγιδευμένων ηλεκτρονίων και οπών στα αντίστοιχα κέντρα.

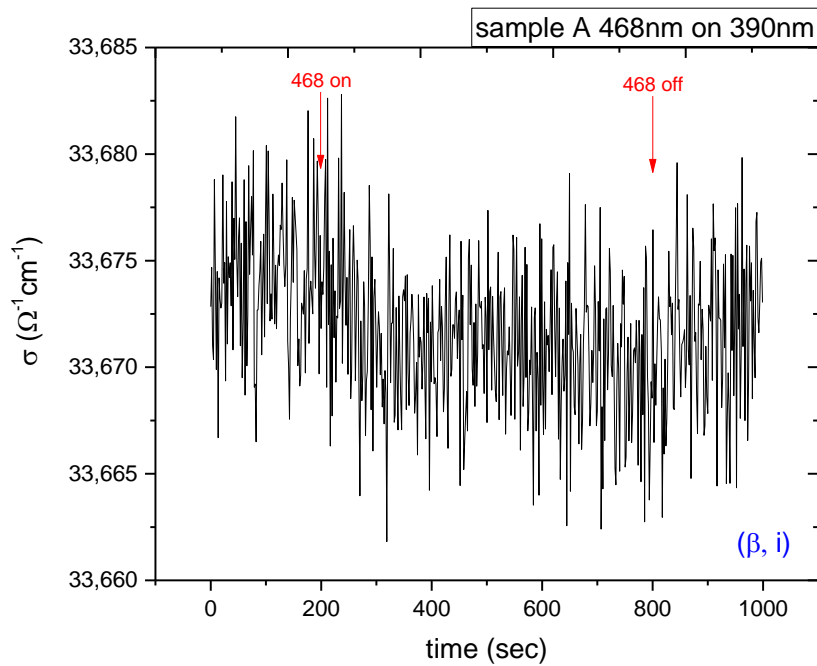
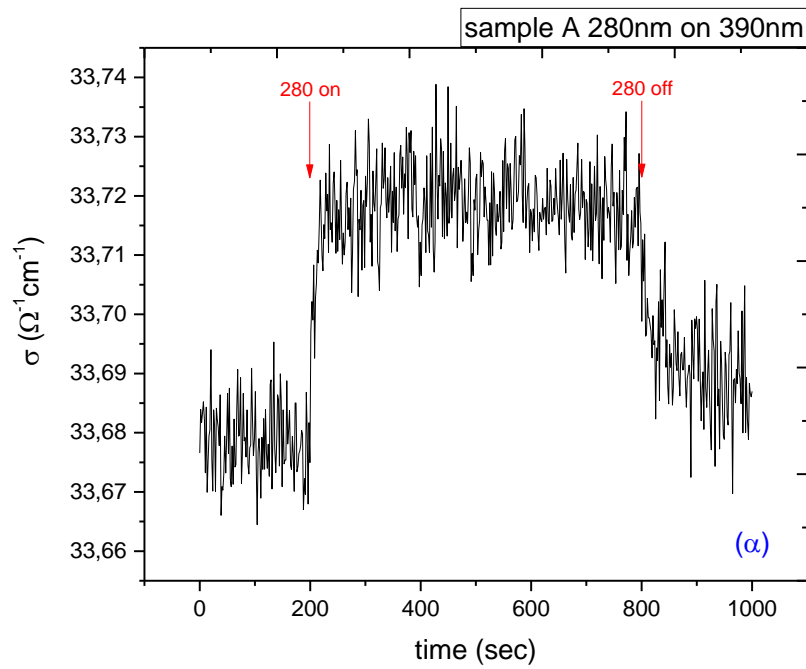
Με κατάλληλο ορισμό των ρυθμών δημιουργίας και επανασύνδεσης, συναρτήσει των ενεργών διατομών φωτοϊονισμού και πρόσληψης φορέων για τα κέντρα επανασύνδεσης και τις παγίδες, το σύστημα μπορεί να λυθεί αριθμητικά. Χρησιμοποιώντας και κατάλληλες τιμές για τις παραμέτρους, προκύπτουν αποτελέσματα που εξηγούν την αρχική αύξηση της μείωσης της φωτοαγωγιμότητας λόγω του φαινομένου του quenching.

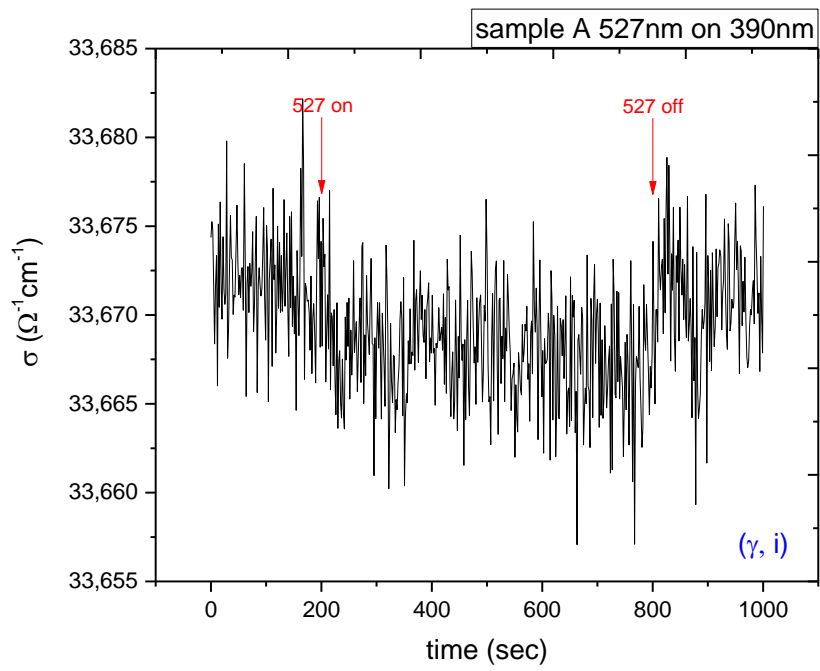
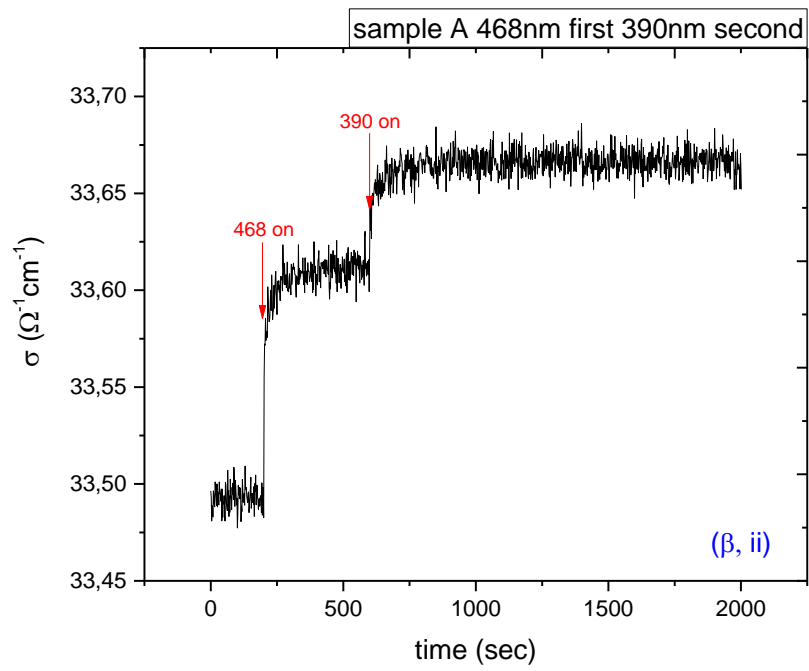
Φαινομενολογικά, σύμφωνα με αυτο το μοντέλο, όταν είναι πολύ χαμηλή η ένταση της ακτινοβολίας υποβάθρου, οι περισσότερες παγίδες ηλεκτρονίων είναι κατειλημμένες από ηλεκτρόνια. Έτσι η δευτερεύουσα ακτινοβολία μπορεί να διεγείρει αρκετά ηλεκτρόνια από τις παγίδες ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας, με αποτέλεσμα να αντισταθμίζει τη μείωση των ελεύθερων φορέων, λόγω της επανασύνδεσης με τις οπές που απελευθερώνονται από τις παγίδες οπών (επίσης λόγω της δευτερεύουσας ακτινοβολίας). Σε πολύ χαμηλές τιμές έντασης της ακτινοβολίας υποβάθρου, δεν παρατηρείται quenching και η δευτερεύουσα ακτινοβολία συνεισφέρει κανονικά στη φωτοαγωγιμότητα. Αυξάνοντας την ένταση της ακτινοβολίας υποβάθρου, όλο και λιγότερα ηλεκτρόνια βρίσκονται στις παγίδες και η μείωση της φωτοαγωγιμότητας λόγω του quenching, αυξάνεται. Αυτό συμβαίνει μέχρι κάποια συγκεκριμένη τιμή της έντασης ακτινοβολίας υποβάθρου. Η περαιτέρω αύξηση της έντασης, οδηγεί σε μικρότερη μείωση της φωτοαγωγιμότητας, όπως εξηγείται και από το παραδοσιακό μοντέλο.

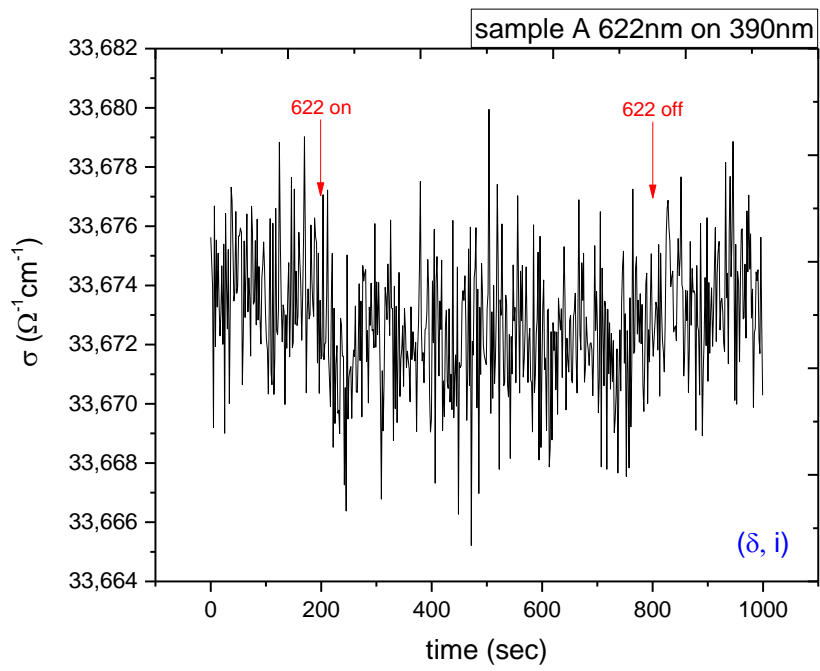
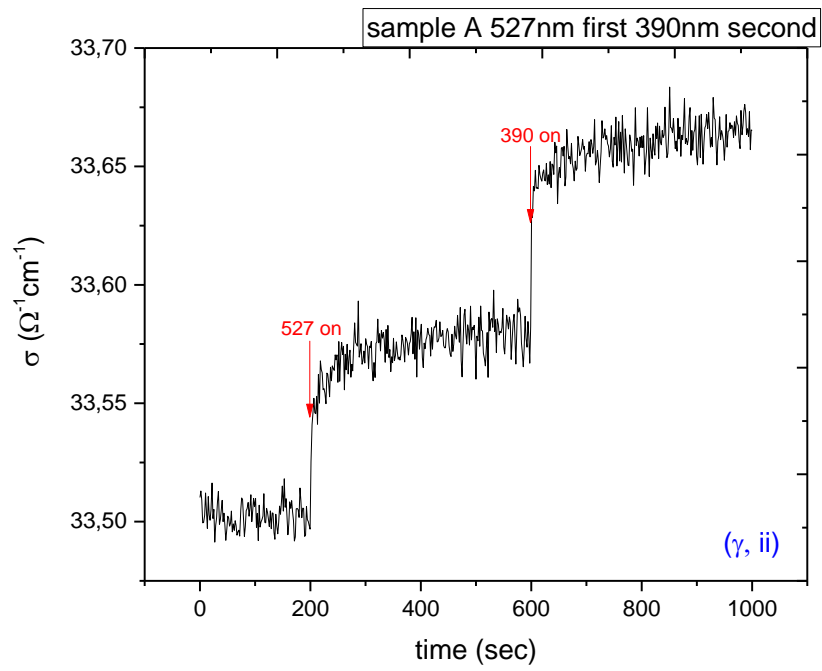
Ακόμα, είναι γνωστό πως οι ρυθμοί δημιουργίας που αναφέρονται, είναι ανάλογοι της ενεργού διατομής φωτοϊονισμού. Επομένως, αν κάποιο από τα δύο είδη παγίδων εμφανίζει πολύ μικρή ενεργό διατομή για κάποιο μήκος κύματος της δευτερεύουσας ακτινοβολίας, τότε για αυτό το μήκος κύματος θα παρατηρούνταν ένα από τα δύο φαινόμενα (παραμένουσα φωτοαγωγιμότητα ή quenching). Όμως στη παρούσα μελέτη, για τα μήκη κύματος που χρησιμοποιήθηκαν και αντιστοιχούν σε ενέργειες υπό του ενεργειακού χάσματος, παρατηρήθηκε και (παραμένουσα) φωτοαγωγιμότητα υπό του ενεργειακού χάσματος και οπτικό quenching της φωτοαγωγιμότητας.

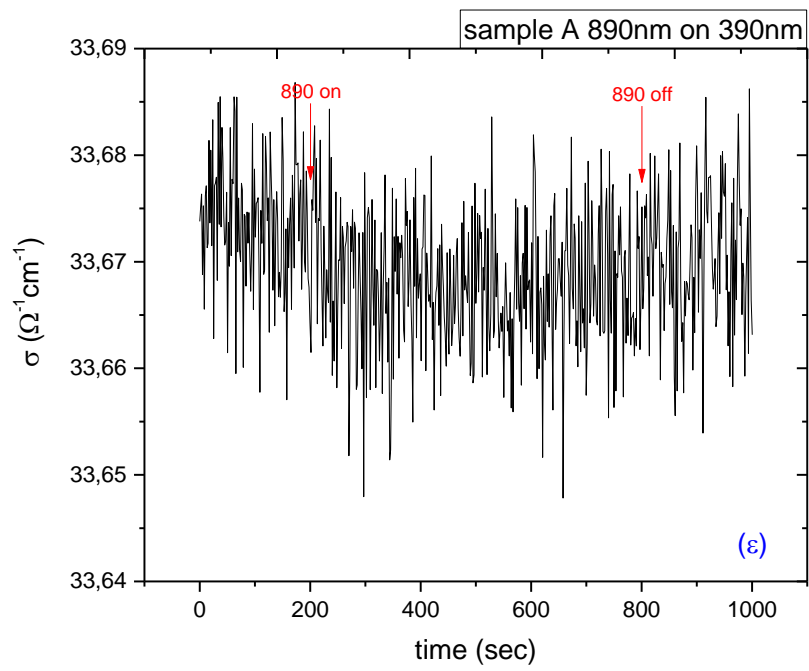
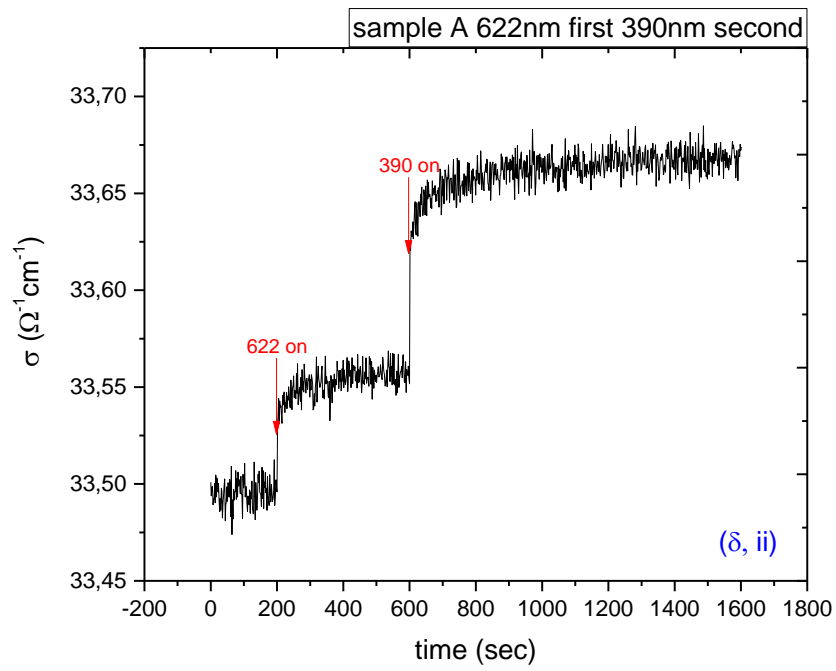
Τέλος, παρουσιάζονται τα γραφήματα με τα αποτελέσματα των μετρήσεων που λήφθηκαν για το δείγμα A (GaN), για την περίπτωση που η ενέργεια της

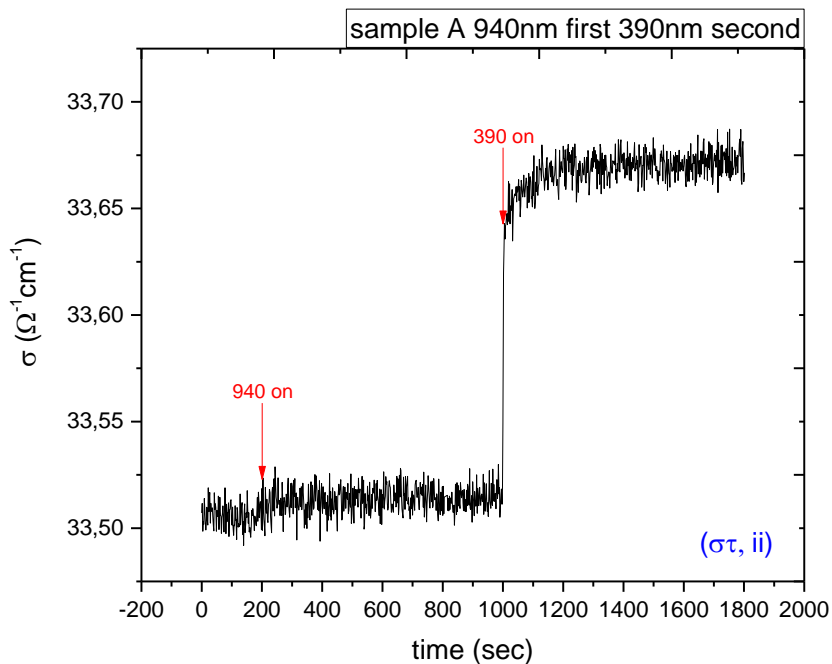
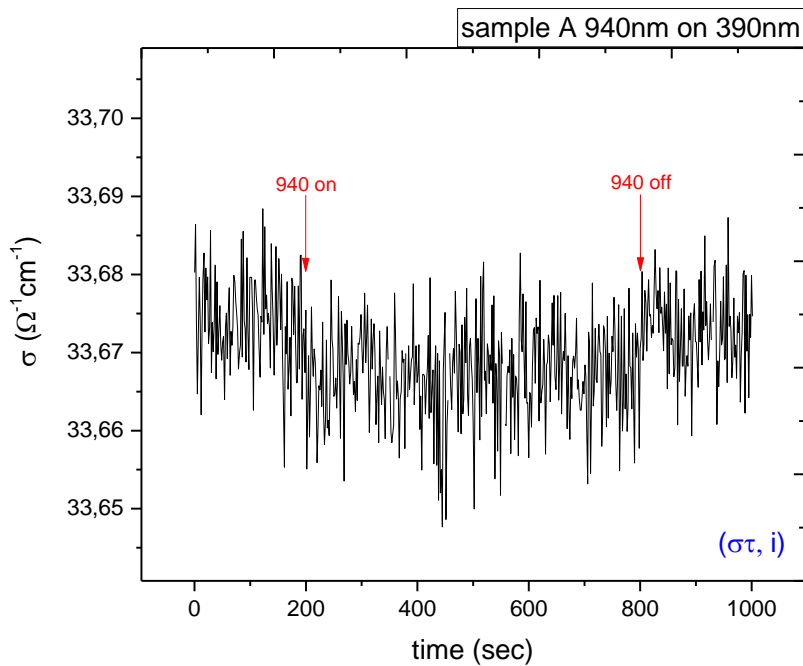
ακτινοβολίας υποβάθρου είναι μικρότερη του ενεργειακού χάσματος και συγκεκριμένα για την περίπτωση που ως πηγή Α χρησιμοποιήθηκε το LED 390nm.











Σχήμα 2.7.7: Πειραματικά αποτελέσματα της αγωγιμότητας συναρτήσει του χρόνου, κατά το φαινόμενο του οπτικού quenching της φωτοαγωγιμότητας, για το δείγμα A. Το μήκος κύματος της πηγής A είναι 365nm και της πηγής B είναι **α)** 280nm **β, ι)** 468nm **γ, ι)** 527nm **δ, ι)** 622nm **ε, ι)** 890nm **στ, ι)** 940nm. Στα αντίστοιχα διαγράμματα με δείκτη **(ii)** φαίνονται τα αποτελέσματα για τις μετρήσεις με την αντίστροφη σειρά των πηγών ακτινοβολίας.

Στις παραπάνω περιπτώσεις φαίνεται και πάλι ότι η ακτινοβολία της πηγής B δημιουργεί μείωση της φωτοαγωγιμότητας (quenching) για όλα τα μήκη κύματος που χρησιμοποιήθηκαν, εκτός των 280nm προφανώς. Επίσης, επιβεβαιώνεται με τις

μετρήσεις για την αντίστροφη σειρά ακτινοβολιών η συνεισφορά της κάθε ακτινοβολίας. Τέλος, επιβεβαιώνεται και άλλη μία συνθήκη για την εμφάνιση του φαινομένου του οπτικού quenching, σύμφωνα με την οποία η δευτερεύουσα ακτινοβολία πρέπει να είναι μικρότερης ενέργειας από την ακτινοβολία υποβάθρου, $h\nu_A > h\nu_B$.

Συνοψίζοντας, στο συγκεκριμένο κεφάλαιο φάνηκε το ευρύ φάσμα ενεργειών ακτινοβολίας η οποία μπορεί να προκαλέσει quenching της φωτοαγωγιμότητας (η οποία οφείλεται σε μία άλλη ακτινοβολία μεγαλύτερης ενέργειας) στο GaN. Αυτή η παρατήρηση υποδεικνύει τις ενδογενείς ατέλειες ως πιθανότερους υποψήφιους. Η βασική προϋπόθεση για την εμφάνιση του φαινομένου είναι η δευτερεύουσα ακτινοβολία (που θα προκαλέσει το quenching) να είναι μικρότερης ενέργειας από την ακτινοβολία υποβάθρου. Επιπροσθέτως, ένας άλλος περιορισμός τίθεται από την ένταση της ακτινοβολίας υποβάθρου, όπως εξηγείται από το παραδοσιακό μοντέλο που περιγράφει το φαινόμενο του οπτικού quenching. Σύμφωνα με αυτό το μοντέλο, οι παγίδες οπών παίζουν κυρίαρχο ρόλο στην εμφάνιση του φαινομένου, όμως μια πληρέστερη περιγραφή φαίνεται να γίνεται μέσω του μοντέλου το οποίο περιλαμβάνει και τη συνεισφορά των παγίδων οπών, που αποδεδειγμένα υπάρχουν στο υλικό. Μάλιστα είναι πολύ πιθανό να είναι τα ίδια κέντρα με εκείνα που ευθύνονται για την παραμένουσα φωτοαγωγιμότητα που μελετήθηκε στο κεφάλαιο 2.5, αλλά τώρα με τις παγίδες οπών σε κυρίαρχο ρόλο, καθώς χωρίς αυτές δεν μπορεί να παρατηρηθεί το φαινόμενο σε τύπου n υλικά.

Σχολιασμός Αποτελεσμάτων

Η μελέτη που πραγματοποιείται και παρουσιάζεται σε αυτή την εργασία, χωρίζεται σε δύο μέρη. Το πρώτο μέρος του δεύτερου κεφαλαίου (κεφάλαια 2.2, 2.3, 2.4) αφορά τις μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν με σκοπό τον οπτοηλεκτρικό χαρακτηρισμό του υλικού (GaN). Στο δεύτερο μέρος (κεφάλαια 2.5, 2.6, 2.7) η μελέτη εστιάζει στη φύση των ενδογενών ατελειών του GaN και την επίδραση και το ρόλο τους σε φαινόμενα που σχετίζονται με τη φωτοαγωγιμότητα που οφείλεται σε ακτινοβολία ενέργειας υπέρ και υπό το ενεργειακό χάσμα. Επίσης, εξετάζονται τα βασικά μοντέλα που περιγράφουν τα φαινόμενα που παρατηρούνται, με σκοπό τον προσδιορισμό των χαρακτηριστικών που πρέπει να έχει το μοντέλο που θα μπορεί να περιγράψει πληρέστερα και με μεγαλύτερη ακρίβεια αυτά τα φαινόμενα.

Αρχικά, στο πρώτο μέρος του δεύτερου κεφαλαίου, από τη μελέτη του φάσματος της φωτοφωταύγειας του δείγματος A (GaN) προσδιορίζεται το ενεργειακό χάσμα του υλικού ($E_{g,GaN} = 3,39$ eV στους 300K) και επιβεβαιώνεται η κρυσταλλική δομή βουρτσίτη και η ισχύς της σχέσης του Monemar, για την περιγραφή της θερμοκρασιακής εξάρτησης του ενεργειακού χάσματος του συγκεκριμένου υλικού (για θερμοκρασίες $T < 300$ K).

Ένας ακόμη, ικανοποιητικός, προσδιορισμός του ενεργειακού χάσματος γίνεται και μέσω της μελέτης του φάσματος της φωτοαγωγιμότητας του GaN από όπου προκύπτει ότι $E_{g,GaN} = 3,38$ eV στους 310 K. Και για τις δύο μεθόδους προσδιορισμού του ενεργειακού χάσματος, τα αποτελέσματα είναι σε συμφωνία μεταξύ τους και με τη βιβλιογραφία^[19,26]. Ακόμα, από τη φασματική απόκριση της φωτοαγωγιμότητας γίνεται αισθητή η παρουσία κέντρων με ενεργειακά επίπεδα σε ευρύ φάσμα εντός του ενεργειακού χάσματος.

Τέλος, από τη μελέτη της θερμοκρασιακής εξάρτησης της αγωγιμότητας στην κατάσταση σκότους, προσδιορίστηκε η ενέργεια ιονισμού μια ρηχής στάθμης δοτών 11,5 meV η οποία, βάσει των προσεγγίσεων που έγιναν για την εξαγωγή της, δεν αντικατοπτρίζει πλήρως την πραγματικότητα, αλλά θεωρητικά δίνει μια εικόνα του κυρίαρχου δότη, που σε ενδογενώς τύπου n GaN θεωρείται ότι είναι το V_N με ενέργεια ιονισμού πολύ κοντά σε αυτή που υπολογίστηκε^[26]. Το ότι αυτό το

αποτέλεσμα δεν αντικατοπτρίζει πλήρως την πραγματικότητα έγκειται στην ύπαρξη περισσότερων κέντρων που μπορεί να εισάγουν στάθμες δοτών στο ενεργειακό χάσμα του υλικού.

Στη συνέχεια, στο δεύτερο μέρος του κεφαλαίου, η συνεισφορά δύο ειδών κέντρων αρχικά διαπιστώθηκε από τη μελέτη των μεταβατικών καταστάσεων της φωτοαγωγιμότητας (και του φαινομένου της παραμένουσας φωτοαγωγιμότητας), όπου παρατηρήθηκαν πάρα πολύ μεγάλοι χρόνοι αποκατάστασης μετά από διέγερση του δείγματος με ακτινοβλία σε όλο το εύρος των μηκών κύματος που μελετήθηκαν. Αυτή η συμπεριφορά, αποδίδεται στη μετασταθή φύση των ενδογενών ατελειών του GaN, οι οποίες υπόκεινται σε εφησυχασμό πλέγματος μεταξύ διαφορετικών καταστάσεων φορτίου, με αποτέλεσμα την εμφάνιση ενός φραγμού που εμποδίζει την επαναπρόσληψη των φορέων από τις ατέλειες. Επίσης, δοκιμάστηκαν με επιτυχία τα πιο διαδεδομένα μοντέλα που περιγράφουν τις συγκεντρώσεις φορέων και τη φωτοαγωγιμότητα σαν συνάρτηση του χρόνου. Το πιο πλήρες μοντέλο, που φαίνεται να εξηγεί και τις δύο μεταβατικές καταστάσεις (αύξησης – μείωσης) της φωτοαγωγιμότητας, είναι εκείνο που συνυπολογίζει τη συνεισφορά και των δύο ειδών παγίδων (άρα και των δύο ειδών φορέων) στη μεταβολή της φωτοαγωγιμότητας.

Αυτή η υπόθεση υπολογίσιμης συνεισφοράς και από τα δύο είδη κέντρων και φορέων, ειδικά για την περίπτωση της φωτοαγωγιμότητας υπό το ενεργειακό χάσμα, ενισχύθηκε από τα αποτελέσματα των μετρήσεων της φωτοαγωγιμότητας για διάφορες τιμές της έντασης της διεγείρουσας ακτινοβολίας. Για την περίπτωση ενδογενούς διέγερσης με ακτινοβολία 280nm, παρατηρήθηκε υπό γραμμική συμπεριφορά της φωτοαγωγιμότητας, όπως προβλέπεται από το μοντέλο επανασύνδεσης του Bube που περιλαμβάνει παγίδες ηλεκτρονίων, οπών και κέντρα επανασύνδεσης^[11].

Τέλος, το φαινόμενο του οπτικού quenching της φωτοαγωγιμότητας παρατηρήθηκε και στα δύο δείγματα σε θερμοκρασία 310 K, για διάφορες ενέργειες ακτινοβολιών. Το μεγάλο εύρος ενεργειών ακτινοβολίας, για τις οποίες παρατηρείται το συγκεκριμένο φαινόμενο, επιβεβαιώνει την ευρεία φύση των ενδογενών ατελειών του GaN. Επίσης εξ ορισμού το φαινόμενο του οπτικού quenching σε τύπου n υλικά, υποδεικνύει την ύπαρξη παγίδων οπών. Παρόλα αυτά, η ιδιαίτερη συμπεριφορά που παρατηρήθηκε με την αύξηση της ροής της ακτινοβολίας, η οποία δεν προβλέπεται

από το παραδοσιακό μοντέλο που περιγράφει το φαινόμενο μέσω των παγίδων οπών. Αντιθέτως η συμπεριφορά αυτή φαίνεται να εξηγείται και πάλι με μία τροποποίηση του κλασικού μοντέλου, ώστε να εμπεριέχει και τη συνεισφορά των παγίδων ηλεκτρονίων.

Εν τέλει, η οπτική μεταστάθεια που δημιουργούν στο τύπου n GaN οι ενδογενείς ατέλειες, γίνεται εμφανής σε όλο σχεδόν το μέρος της μελέτης. Σε αυτά τα χαρακτηριστικά των ατελειών αποδίδονται τα περισσότερα φαινόμενα που παρατηρούνται. Η παρούσα εργασία επιβεβαιώνει αυτά τα χαρακτηριστικά μεταστάθειας των ατελειών και υποδεικνύει την ανάγκη ύπαρξης ενός μοντέλου που να λαμβάνει υπόψιν και τα δύο είδη φορέων και παγίδων. Παρόλα αυτά, η ταυτοποίηση των κέντρων ατελειών και η ακριβής διατύπωση του πληρέστερου μοντέλου περιγραφής των φαινομένων που σχετίζονται με αυτές, χρειάζεται επιπλέον μελέτη.

Βιβλιογραφία

1. G. Han J., Journal of Physics D: Applied Physics, 42, 4 (2009).
2. H. Morkoc, *Nitride Semiconductors and Devices*, Springer, Heidelberg (1999).
3. S. Nakamura, S. Pearton, G. Fasol, *The Blue Laser Diode*, Springer, Berlin Heidelberg New York (2001).
4. S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh, Appl. Phys. Lett. 62, 1786 (1994).
5. S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh, J. Appl. Phys. 76, 8189 (1994).
6. He Yang 2020 J. Phys.: Conf. Ser. 1676 012072 (2020).
7. Q. Chen, J. W. Yang, A. Osinsky, S. Gangopadhyay, B. Lim, M. Z. Anwar, M. Asif Khan, D. Kuksenkov, and H. Temkin, Appl. Phys. Lett. 70, 2277 (1997).
8. Necmi Biyikli, Orhan Aytur, Ibrahim Kimukin, Turgut Tut, and Ekmel Ozbay, Appl. Phys. Lett. 81, 3272 (2002).
9. Doverspike K., A. E. Wickenden, S. C. Binarii, D. K. Gaskill and J. A. Freitas, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 395, 897 (1996).
10. Yang L., Hao Y., Ma X., Quan S., Hu G. Z., Jiang S. G. and Yang L. Y., Chin. Phys. Lett. 26 117104 (2009).
11. R. H. Bube, “*Photoelectronic Properties of Semiconductors*”, Cambridge University Press (1992).
12. R. H. Bube, “*Photoconductivity of Solids*”, Wiley & Sons (1960).
13. Dieter K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization*, Wiley – IEEE Press (2006).
14. D. W. Koon and C. J. Knickerbocker, Rev. Sci. Instrum. 63, 207 (1992).
15. L. J. Van der Pauw, Phil. Res. Rep. 13, 1-9 (1958).
16. L. J. Van der Pauw, Phil. Tech. Rev. 20, 220-224 (1958).
17. D. W. Koon, Rev. Sci. Instrum. 60, 271 (1989).
18. D. W. Koon, A. A. Bahl and E. O. Duncan, Rev. Sci. Instrum. 60, 275 (1989).
19. O. Madelung, *Semiconductors Group IV Elements and III-V Compounds*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1991).
20. L. G. Ferreira, M. Marques, and L. K. Teles, Phys. Rev. B **78**, 125116 (2008).
21. R. R. Pelá, C. Caetano, M. Marques, L. G. Ferreira, J. Furthmüller, Appl. Phys. Lett. 98, 151907 (2011).

22. Singh, J. *Optical properties of materials and their applications*, 2nd ed. Wiley & Sons (2020).
23. A. M. Polyakov, *Semiconductors Made Simple (Science for Everyone)*, Mir Publishers (1985).
24. J. I. Pankove, S. Bloom and G. Harbeke, *Optical Properties of GaN*, RCA Review, vol. 36 (1975).
25. J. I. Pankove, J. E. Berkeyheiser, H. P. Maruska and J. Wittke: Solid State Commun. 8, 1051 (1970).
26. Bougrov V., Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Zubrilov A., in *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*. Eds. Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Shur M.S., John Wiley & Sons, Inc., New York, (2001), 1-30.
27. H. G. Grimmeiss and B. Monemar, J. Appl. Phys. 41, 10 (1970).
28. Takashi Matsumoto and Masaharu Aoki, Japanese J. Appl. Phys. 13, 11 (1974).
29. B. Monemar, Phys. Rev. B 10, 2 (1973).
30. Y. P. Varshni, Physica 34, 149 (1967).
31. R. H. Bube, Phys. Rev. 99, 1105 (1955).
32. S. Abdalla, F. Marzouki, S. Al-ameer, S. Turkestani, Int. J. Phys. Vol. 1, No. 2, 41-48 (2013).
33. D. V. Lang and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. 39, 635 (1977).
34. P. M. Mooney, J. Appl. Phys. 67, R1 (1990).
35. H. X. Jiang and J. Y. Lin, Phys. Rev. B 40, 10025 (1989).
36. H. J. Queisser and D. E. Theodorou, Phys. Rev. B 33, 3027 (1986).
37. C. Johnson, J. Y. Lin, H. X. Jiang, M. A. Khan, and C. J. Sun, Appl. Phys. Lett. 68, 1808 (1996).
38. T. Y. Lin, H. C. Yang, and Y. F. Chen, J. Appl. Phys. 87, 3404 (2000).
39. C. H. Qiu and J. I. Pankove, Appl. Phys. Lett. 70, 1983 (1997).
40. S. J. Xu, G. Li, S. J. Chua, X.C. Wang and W. Wang, Appl. Phys. Lett. 72, no. 19 (1998).
41. C. V. Reddy, A. Balakrishnan, H. Okumura, and S. Yoshida, Appl. Phys. Lett. 73, 244 (1998).
42. H. M. Chen, Y. F. Chen, M. C. Lee, and M. S. Feng, Phys. Rev. B 56, 6942 (1997).

43. H. M. Chen, Y. F. Chen, M. C. Lee, and M. S. Feng, *J. Appl. Phys.* 82, 899 (1997).
44. S. Dhar and S. Ghosh, *Appl. Phys. Lett.* 80, 4519 (2002).
45. S. J. Chung, M. S. Jeong, O. H. Cha, C.-H. Hong, E.-K. Suh, H. J. Lee, Y. S. Kim, and B. H. Kim, *Appl. Phys. Lett.* 76, 1021 (2000).
46. Z. C. Huang, D. B. Mott, P. K. Shu, R. Zhang, J. C. Chen, and D. K. Wickenden, *J. Appl. Phys.* 82, 2707 (1997).
47. A. Boglio, G. Traetta, M. Lomascolo, A. Passaseo, and R. Cingolani, *J. Appl. Phys.* 89, 5782 (2001).
48. D. J. Chadi and K. J. Chang, *Phys. Rev. Lett.* 61, 873 (1988).
49. Singh, J. and Shimakawa, K. (2003). *Advances in Amorphous Semiconductors*. London and New York: Taylor & Francis.
50. H. X. Jiang, A. Dissanayake and J. Y. Lin, *Phys. Rev. B* 45, 8 (1992).
51. A. Dissanayake, M. Elahi, H. X. Jiang and J. Y. Lin, *Phys. Rev. B* 45, 24 (1992).
52. A. J. Ptak, V. A. Stoica, L. J. Holbert, M. Moldovan, and T. H. Myers, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* 5, 629 (2000).
53. A. Y. Polyakov *et al.*, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* 5, 798 (2000) .
54. P. Muret, A. Philippe, E. Monroy, E. Munoz, B. Beaumont, F. Omnes, and P. Gibart, *J. Appl. Phys.* 91, 2998 (2002).
55. S. Cai, G. Parish, G. A. Umana-Membreno, J. M. Dell, and B. D. Nener, *J. Appl. Phys.* 95, 1081 (2004).
56. S. Cai, G. Parish, J. M. Dell, and B. D. Nener, *J. Appl. Phys.* 96, 1019 (2004).
57. G. Beadie, W. S. Rabinovich, A. E. Wickenden, D. D. Koleske, S. C. Binari and J. A. Freitas Jr., *Appl. Phys. Lett.* 71, 1092 (1997).
58. J. Z. Li, J. Y. Lin, H. X. Jiang, M. A. Khan, and Q. Chen, *J. Appl. Phys.* 82, 1227 (1997).
59. R. Kohlrausch, *Theorie des elektrischen rckstandes in der leidener flasche*, *Annalen der Physik*, 167 (2): 179-214 (1854).
60. J. C. Phillips, *Rep. Prog. Phys.* 59, 1133 (1996).
61. I. Koponen, *J. Non-Cryst. Solids* 189, 154 (1995). I. Koponen and P. Lintunen, *ibid.* 197, 247 (1996).
62. V. V. Ursaki, I. M. Tiginyanu, P. C. Ricci, A. Anedda, S. Hubbard and D. Pavlidis, *J. Appl. Phys.* 94, 6 (2003).

63. Engin Aslan, Serkan Butun, S. Bora Lisesivdin, Mehmet Kasap, Suleyman Ozcelik et al., *J. Appl. Phys.* 103, 103701 (2008).
64. M. T. Hirsch, J. A. Wolk, W. Walukiewicz and E. E. Haller, *Appl. Phys. Lett.* 71, 1098 (1997).
65. iofee
66. J. F. Muth, J. H. Lee, I. K. Shmagin, R. M. Kolbas, H. C. Casey, B. P. Keller, U. K. Mishra and S. P. DenBaars, *Appl. Phys. Lett.* 71, 2572 (1997).
67. L. Chernyak, A. Osinsky, G. Nootz, A. Schulte, J. Jasinski, M. Bennamara, Z. Liliental-Weber, D. C. Look, and R. J. Molnar, *Appl. Phys. Lett.* 77, 2695 (2000).
68. Safa Kasap, Peter Capper, “*Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials*”, Springer International Publishing, 2nd ed. (2017).
69. Hou Qi-Feng et al, *Chinese Phys. Lett.* 27, 057104 (2010).
70. I. Gorczyca, N. E. Christensen and A. Svane, *Phys. Rev. B* 66, 075210 (2002).
71. J. Elsner, R. Joens, M. I. Heggie, P. K. Sitch, M. Haugk, Th. Frauenheim, S. Oberg and P. R. Briddon, *Phys. Rev. B* 58, 12571–12574 (1998).
72. J. Neugebauer and C.G. Van de Walle, *Phys. Rev. B* 50, 8067–70 (1994).
73. T. Mattila, A. P. Seitsonen and R. M. Nieminen, *Phys. Rev. B* 54, 1474 (1996).
74. J. Tauc, *Materials Research Bulletin*, Vol. 3, pp. 37-46, Pergamon Press, United States (1968).
75. J. Tauc (Ed.). *Amorphous and Liquid Semiconductors*, Plenum, New York (1976).