



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΚΡΗΤΗΣ

ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ

Ανάπτυξη και Μελέτη Καινοτόμων
Πολαριτονικών Διατάξεων
**Fabrication and Study of Novel Polaritonic
Devices**

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Υπό του:

Παναγιώτης Ι. Τσώτσης

Panagiotis I. Tsotsis

Επιβλέπων Καθηγητής:

Πάυλος Σαββίδης

Φεβρουάριος 2015

Επταμελής Επιτροπή Διδακτορικής Διατριβής:

Σαββίδης Παύλος

Πελεκάνος Νίκος

Wolf von Klitzing

Χατζόπουλος Ζαχαρίας

Ρεμεδιάκης Γιάννης

Κιοσέογλου Γιώργος

Παπάζογλου Δημήτρης

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



Ευρωπαϊκή Ένωση
Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο



ΥΠΟΥΡΓΕΙΟ ΠΑΙΔΕΙΑΣ & ΘΡΗΣΚΕΥΜΑΤΩΝ, ΠΟΛΙΤΙΣΜΟΥ & ΑΘΛΗΤΙΣΜΟΥ
ΕΙΔΙΚΗ ΥΠΗΡΕΣΙΑ ΔΙΑΧΕΙΡΙΣΗΣ

Με τη συγχρηματοδότηση της Ελλάδας και της Ευρωπαϊκής Ένωσης





ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΚΡΗΤΗΣ
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ

ΠΡΑΚΤΙΚΟ ΔΗΜΟΣΙΑΣ ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗΣ ΚΑΙ ΕΞΕΤΑΣΗΣ
ΤΗΣ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ ΤΟΥ
κ. Τσώτση Παναγιώτη
ΥΠΟΨΗΦΙΟΥ ΔΙΔΑΚΤΟΡΑ ΤΟΥ ΤΜΗΜΑΤΟΣ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ
ΥΛΙΚΩΝ

Η Επταμελής Επιτροπή της Διδακτορικής Διατριβής του κ. Τσώτση Παναγιώτη η οποία ορίστηκε στην 62^η Γ.Σ.Ε.Σ. στις 07/11/2014, εκλήθη την Παρασκευή 20 Φεβρουαρίου 2015 να εξετάσει την σύμφωνα με το Νόμο υποστήριξη της διατριβής του υποψηφίου με τίτλο:

«Ανάπτυξη και Μελέτη Καινοτόμων Πολαριτονικών Διατάξεων»
«Fabrication and Study of Novel Polaritonic Devices»

Τα παρόντα μέλη της επταμελούς Επιτροπής εκφράζουν ομόφωνα την πλήρη ικανοποίησή τους για την υψηλή ποιότητα του περιεχομένου και της υποστήριξης της διατριβής.

Τα ερευνητικά αποτελέσματα της εργασίας του κ. Τσώτση Παναγιώτη είναι σημαντικά, πρωτότυπα και διευρύνουν το πεδίο της έρευνας στην Επιστήμη και Τεχνολογία Υλικών.

Ως εκ τούτου η Εξεταστική Επιτροπή προτείνει ομόφωνα την απονομή του Διδακτορικού Διπλώματος στον κ. Τσώτση Παναγιώτη.

Τα μέλη της επταμελούς επιτροπής για την αξιολόγηση της Διδακτορικής Διατριβής του κ. Τσώτση Παναγιώτη.

Η Επταμελής Επιτροπή:

Π. Σαββίδης (Επιβλέπων)

Αναπληρωτής καθηγητής Τμήματος Επιστήμης και Τεχνολογίας Υλικών, Παν/μιου Κρήτης

N. Πελεκάνος

Καθηγητής Τμήματος Επιστήμης και Τεχνολογίας Υλικών, Παν/μιου Κρήτης

Wolf von Klitzhing

Ερευνητής Β, ΙΤΕ, Ηράκλειο Κρήτης

Z. Χατζόπουλος

Αναπληρωτής καθηγητής Τμήματος Φυσικής, Παν/μιου Κρήτης

Δ. Παπάζογλου

Μόνιμος επίκουρος καθηγητής, Τμήματος Επιστήμης και Τεχνολογίας Υλικών Παν/μιου Κρήτης

I. Ρεμεδιάκης

Μόνιμος επίκουρος καθηγητής, Τμήματος Επιστήμης και Τεχνολογίας Υλικών Παν/μιου Κρήτης

Γ. Κισσέογλου

Αναπληρωτής καθηγητής, Τμήματος Επιστήμης και Τεχνολογίας Υλικών Παν/μιου Κρήτης

Αφιερώνεται στους γονείς και τους φίλους μου.

Ευχαριστώ τον επιβλέποντα καθηγητή μου, Σαββίδη Παύλο, για τη συνεχή υποστήριξή του σε όλη τη διάρκεια της παρούσας διατριβής, για την έμπνευση, τις επιστημονικές συμβουλές, την ψυχολογική τόνωση που μου προσέφερε καθώς επίσης και για την υπομονή και κατανόηση που επέδειξε στις δυσκολότερες στιγμές του συνολικότερου επιστημονικού έργου. Ευχαριστώ επίσης τον πολύ σημαντικό συνεργάτη και φίλο Δρ.

Τσίντζο Σίμο για τις αμέτρητες εποικοδομητικές συζητήσεις και την αμέριστη συμπαράσταση και βοήθεια που μου προσέφερε. Θέλω να ευχαριστήσω επίσης όλα τα μέλη της ομάδας Μικροηλεκτρονικής του ΙΤΕ για την άλλοτε άμεση και άλλοτε έμμεση βοήθεια όλα αυτά τα χρόνια.

Περίληψη

Τα πολαριτόνια είναι σύνθετα σωματίδια τα οποία συμπεριφέρονται ως μποζόνια και προκύπτουν από την ισχυρή σύζευξη των εξιτονίων και των φωτονίων στις ημιαγώγιμες μικροκοιλότητες. Οι εξωτικές τους ιδιότητες, που προκύπτουν από τη σύνθεση των ιδιοτήτων της ύλης και του φωτός, όπως ο μικρός χρόνος ζωής και οι ισχυρές μη γραμμικές ενδοσωματιδιακές αλληλεπιδράσεις, παρέχουν μια ιδανική θεωρητική και πειραματική πλατφόρμα, τόσο για τη μελέτη αλληλεπίδρασης θεμελιωδών φαινομένων κβαντικής υδροδυναμικής σε συνθήκες εκτός ισορροπίας (αλληλεπίδραση συμπυκνωμάτων), όσο και για τη μελέτη προβλημάτων κβαντικής οπτικής.

Σε τούτη τη διατριβή θα διαπραγματευτούμε δύο θέματα τα οποία έχουν στενή σχέση με ρεαλιστικές εφαρμογές. Στο πρώτο μέρος της διατριβής βασιζόμενοι στις κβαντικές ιδιότητες των μποζονίων αλλά και στην απευθείας σχέση της ενεργειακής κατάστασης των πολαριτονίων με την εκπομπή φωτός από τον κρύσταλλο, ο στόχος είναι η κατασκευή μιας ηλεκτρικά διεγερόμενης διάταξης πολαριτονικού laser σε *GaAs* σύστημα υλικών. Το πρώτο βήμα προς αυτή την κατεύθυνση είναι ο σχεδιασμός και τελικά η κατασκευή μιας ημιαγώγιμης μικροκοιλότητας υψηλού παράγοντα ποιότητας, όπου παρατηρήθηκε μη γραμμική εκπομπή φωτός (lasing), απευθείας από πολαριτονικές καταστάσεις, σε χαμηλές θερμοκρασίες, υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση. Το δεύτερο βήμα είναι η μελέτη της θερμοκρασιακής εξάρτησης του συστήματος, από την οποία προσδιορίστηκαν τα φυσικά θερμοκρασιακά όρια του συστήματος βασιζόμενα στην ερμηνεία μέσω ενός απλοϊκού μοντέλου. Στο επόμενο βήμα έγινε το πέρασμα στο σχεδιασμό και την κατασκευή ηλεκτρικά διεγερόμενης διάταξης, λαμβάνοντας υπόψη ότι η μη συντονισμένη οπτική διέγερση προσομοιάζει αρκετά τις συνθήκες της ηλεκτρικής και παραπέμπει απευθείας σε τεχνολογικά εφαρμόσιμες διατάξεις. Έγιναν αρκετές κατασκευαστικές προσπάθειες χωρίς τελικά να φτάσουμε στην υλοποίηση του στόχου. Παρόλα αυτά αποκτήθηκε μεγάλη εμπειρία σχετικά με τη βελτιστοποίηση των διοδικών ηλεκτρικών χαρακτηριστικών, χωρίς την

υποβάθμιση της οπτικής ποιότητας του συστήματος. Δοκιμάστηκε επίσης η κατασκευή υβριδικής μικροκοιλότητας από συνδυασμό διαφορετικών υλικών όπου επετεύχθη το πρώτο βήμα.

Στο δεύτερο μέρος της διατριβής, στόχο αποτέλεσε ο έλεγχος και η μεταβολή της ενέργειας του πολαριτονικού συμπυκνώματος με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου. Ο στόχος κινείται για άλλη μια φορά στο πλαίσιο των εφαρμογών, είτε για τη δημιουργία πολαριτονικού laser μεταβαλλόμενου μήκους κύματος, είτε για τη διαμόρφωση του ενεργειακού τοπίου σε διατάξεις πολαριτονικών κυκλωμάτων. Τελικά με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου παρουσιάστηκε μεταβολή της ενέργειας του πολαριτονικού συμπυκνώματος σε υψηλότερες ενέργειες μέσω της μείωσης του Rabi splitting, η οποία συνδέεται με συσσώρευση και μεταφορά φορτίου στα κβαντικά πηγάδια της διάταξης.

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	1
2	Οπτικές ιδιότητες των ημιαγωγών	7
2.1	Επισκόπηση	7
2.2	3D Εξιτόνια	7
2.3	Εξιτόνια σε κβαντικά πηγάδια (2D excitons)	9
2.4	Οπτικές μεταβάσεις εξιτονίων	13
2.5	Οπτική κοιλότητα: Εντοπισμός του H/M πεδίου	15
2.6	Διασπορά φωτονίων στις μικροκοιλότητες	19
2.7	Αλληλεπίδραση ύλης και φωτός	20
2.8	Πολαριτόνια στις μικροκοιλότητες	21
2.9	Σύνοψη	27
3	Τα πολαριτόνια ως μποζόνια	29
3.1	Επισκόπηση	29
3.2	Κυματικές Ιδιότητες: Συμπύκνωμα και Lasing	29
3.2.1	Συμπύκνωμα Bose-Einstein	29
3.2.2	Συμπύκνωση ιδανικού Bose αερίου	30
3.2.3	Συμπύκνωση σε 2D	33
3.2.4	Εξιτόνια ως υποψήφια μποζόνια για BEC	34

3.2.5	Δημιουργία δινών σε ένα υπερρευστό	37
3.2.6	Συμπύκνωμα πολαριτονίων (Polariton Condensation)	38
3.2.7	Κρίσιμη πυκνότητα για 2D πολαριτόνια	41
3.2.8	Σύγκριση laser πολαριτονίων laser φωτονίων	43
3.2.9	Μοντελοποίηση πολαριτονικών συμπυκνωμάτων	48
3.2.10	Μιγαδική εξίσωση Ginzburg-Landau	49
3.3	Σωματιδιακές Ιδιότητες: Εντοπισμός και Διάδοση	50
3.3.1	Blueshift potential	50
3.3.2	Έλεγχος και παγίδευση πολαριτονικών συμπυκνωμάτων με οπτικά και κατασκευαστικά μέσα	52
4	Επιλογή υλικών δειγμάτων και πειραματικές τεχνικές	55
4.1	Επισκόπηση	55
4.2	Ιδανική μικροκοιλότητα για πολαριτονικό συμπύκνωμα	56
4.3	Επιλογή υλικών	56
4.4	Σχεδιασμός της δομής	60
4.5	Πειραματικές τεχνικές	60
4.5.1	Μετρήσεις ανακλαστικότητας	61
4.5.2	Φωταύγεια (Luminescence)	62
4.6	Διάταξη απευθείας απεικόνισης διαγράμματος διασποράς των πολαριτονίων (Single-shot polariton dispersion imaging setup)	66
5	Συμπύκνωμα πολαριτονίων σε υψηλής ποιότητας ημιαγώγιμες μικροκοιλότητες	71
5.1	Επισκόπηση	71
5.2	Εισαγωγή	72

5.3	Μελέτη της θερμοκρασιακής εξάρτησης της ισχύος κατωφλίου και του φυσικού μηχανισμού λειτουργίας σε GaAs μικροκοιλότητα	75
5.4	Συζήτηση και συμπεράσματα	85
5.5	Αποτελέσματα από το ερευνητικό έργο που διεξήχθη από επιστημονικές συνεργασίες με άλλες ομάδες	90
5.5.1	Δημιουργία ταλαντωτών με οπτικά μέσα σε μη γραμμικό κβαντικό υγρό	91
5.5.2	Σταθερά γεωμετρικά πλέγματα δινών σε κβαντικό ρευστό στους ημιαγωγούς	93
5.5.3	Μετάβαση φάσης του υπερρευστού με οπτικά μέσα και παγίδευση του πολαριτονικού συμπυκνώματος	95
5.6	Σύνοψη	96
6	Μεταβολή της ενέργειας πολαριτονικού συμπυκνώματος μέσω εφαρμογής ηλεκτρικού δυναμικού	99
6.1	Επισκόπηση	99
6.2	Εισαγωγή	99
6.3	Περιγραφή του δείγματος	101
6.4	Πειραματικά αποτελέσματα και συζήτηση: Μεταβολή της ενέργειας πολαριτονικού συμπυκνώματος και έλεγχος του Rabi Splitting μέσω εφαρμογής ηλεκτρικού δυναμικού	103
6.5	Σύνοψη	114
7	Πολαριτονικό laser υπό ηλεκτρική διέγερση	117
7.1	Εισαγωγή	117
7.2	Σχεδιαστικές προϋποθέσεις για κατασκευή πολαριτονικού laser υπό ηλεκτρική διέγερση	118
7.2.1	Υψηλή αντίσταση των DBRs	118
7.2.2	Απώλειες της κοιλότητας σχετικές με τις προσμίξεις (doping)	120

7.3	Σχεδιαστικές προσεγγίσεις κατασκευής πολαριτονικού laser υπό ηλεκτρική άντληση	123
7.3.1	Δείγμα 999	123
7.3.2	Δείγματα 26, 38, 50	127
7.3.3	Δείγμα 44	129
7.4	Σύνοψη	135
	Δημοσιεύσεις	137
	Βιβλιογραφία	152

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Ο τομέας της φυσικής των ημιαγωγών γνωρίζει ραγδαία ανάπτυξη τις τελευταίες έξι δεκαετίες. Πιο συγκεκριμένα, σταθμός στην ιστορία των οπτοηλεκτρονικών διατάξεων αποτέλεσε η κατασκευή του πρώτου ημιαγωγικού laser [1] το έτος 1962. Εγκαινιάστηκε έτσι η αρχή μιας τεχνολογικής εποχής που άλλαξε ριζικά την καθημερινότητα της ανθρωπότητας από τον τομέα των τηλεπικοινωνιών, της μετάδοσης και αποθήκευσης δεδομένων, έως τη βιολογία, τη χημεία και την ιατρική.

Σπουδαίο ρόλο στην εξέλιξη της φυσικής των ηλεκτρονικών και οπτοηλεκτρονικών ημιαγωγικών διατάξεων διαδραμάτισε η ανάπτυξη των μεθόδων κατασκευής των ημιαγωγών, κυρίως του MBE (Molecular Beam Epitaxy) και MOCVD (Metal Organic Chemical Vapour Deposition). Οι δύο αυτές μέθοδοι παρείχαν την τεχνολογία για την ανάπτυξη ημιαγωγών με πολύ μεγάλη ακρίβεια. Η απόλυτα ελεγχόμενη και υψηλής ποιότητας ανάπτυξη πολύ λεπτών στρωμάτων αποτελούμενα από διαφορετικά υλικά κατέστησε εφικτή την κατασκευή πιο σύνθετων ημιαγωγικών διατάξεων με διαστάσεις της κλίμακας οπτικού μήκους κύματος. Ο έλεγχος των ηλεκτρονικών και φωτονικών κυματοσυναρτήσεων, καθίσταται πλέον εφικτός με τις διαστάσεις των διατάξεων να είναι στο όριο όπου λαμβάνουν χώρα χβαντικά φαινόμενα λόγω χβαντικού εντοπισμού των φορέων. Το 1979 το πρώτο laser κάθετης εκπομπής (VCSEL, Vertical Cavity Surface Emitting Laser) έγινε πραγματικότητα χρησιμοποιώντας χβαντικά πηγάδια ως εκπομπό και κάτοπτρα Bragg για τη δημιουργία οπτικής κοιλότητας [2].

Ο χβαντικός εντοπισμός των φορέων σε μια, δύο ή και τρεις διαστάσεις σε ετεροδομές όπως τα χβαντικά πηγάδια, τα χβαντικά νήματα και οι χβαντικές τελείες αντίστοιχα [3], [4]

έφεραν στο φως την πλούσια φυσική που κρύβεται σε τέτοιου είδους δομές. Αντίστοιχα ο εντοπισμός της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας επετεύχθη με την κατασκευή οπτικών κοιλοτήτων με μέγεθος στην κλίμακα του μήκους κύματος. Η ερευνητική δραστηριότητα διευρύνθηκε και στο συνδυασμό των δυο με την κατασκευή οπτοηλεκτρονικών διατάξεων που ονομάζονται μικροκοιλότητες, στις οποίες κβαντικά πηγάδια στο ρόλο του εκπομπού τοποθετούνται κατάλληλα μέσα σε μια οπτική κοιλότητα, με σκοπό τη μέγιστη σύζευξη με το φωτονικό ρυθμό ταλάντωσης. Η μελέτη και η εξέλιξη της σχεδίασης τέτοιου τύπου δομών οδήγησε στην παρατήρηση της λειτουργίας του συστήματος σε ισχυρή σύζευξη [5]. Προϊόν της ισχυρής αλληλεπίδρασης ύλης και φωτός είναι ο σχηματισμός καινούριων σύνθετων σωματιδίων, που ονομάζονται πολαριτόνια (polaritons, exciton-polaritons) [6]. Η αλληλεπίδραση των φωτονίων και των εξιτονίων στα κβαντικά πηγάδια γίνεται τόσο ισχυρή, με αποτέλεσμα το σύστημα να μη μπορεί να περιγραφεί από τις αρχικές καταστάσεις των επιμέρους συνιστωσών. Αντιθέτως γεννιούνται καινούργιες ενεργειακές καταστάσεις από την υπέρθεση των καταστάσεων του φωτονίου και του εξιτονίου.

Η μοναδικότητα των πολαριτονίων έγκειται στη διττή τους φύση (ύλη και φως), η οποία τους προσδίδει ασυνήθιστες ιδιότητες. Η φωτονική συνιστώσα είναι υπεύθυνη για την πολύ μικρή ενεργό τους μάζα, την υψηλή ευκινησία και τα μεγάλης εμβέλειας κυματικά τους χαρακτηριστικά. Στην εξιτονική συνιστώσα οφείλεται η ισχυρή μη γραμμικότητα που εμφανίζεται κατά την αλληλεπίδρασή τους με άλλες διεγέρσεις του ημιαγωγού. Ο έλεγχος του σπιν τους με εφαρμογή μαγνητικού πεδίου και ο πολύ μικρός χρόνος ζωής τους συνεπάγεται ότι η δυναμική τους κινείται σε εύρος συχνοτήτων της κλίμακας των *Terahertz* και τα καθιστά ενδιαφέροντα συστήματα για εφαρμογές όπως η λειτουργία διακόπτη. Ένα επιπλέον χαρακτηριστικό που αποτελεί πολύ μεγάλο πλεονέκτημα για τα συστήματα των μικροκοιλοτήτων είναι η ευκολία της δημιουργίας αλλά και της μελέτης των πολαριτονίων σε αυτές. Όλη η δυναμική τους εμφανίζεται στο επίπεδο των 2D μικροκοιλοτήτων, ενώ η κάθετη στο επίπεδο διεύθυνση όπου η κίνησή τους είναι εντοπισμένη γίνεται εύκολα προσβάσιμη με οπτικά μέσα (διέγερση και συλλογή φωτός). Εξίσου εύκολη καθίσταται και η αλληλεπίδραση με ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο. Τα παραπάνω οφείλονται κυρίως στην εγγενή ιδιότητα του συστήματος, όπου κατά την αποδιέγερση ενός πολαριτονίου μέσω των απωλειών της οπτικής κοιλότητας, το εξερχόμενο φωτόνιο περιέχει όλη την απαραίτητη πληροφορία για να γνωρίζουμε την κατάσταση στην οποία βρισκόταν μέσα στον κρύσταλλο.

Τα πολαριτόνια λόγω των συστατικών τους συμπεριφέρονται ως μποζόνια στο όριο

των χαμηλών συγκεντρώσεων. Ο μποζονικός χαρακτήρας και η πολύ μικρή ενεργός μάζα, διεγείρει το ενδιαφέρον των ερευνητών για την αναζήτηση συλλογικών χβαντικών φαινομένων σε αυτά τα συστήματα. Μάλιστα στην εργασία των Imamoglu et al προτάθηκε η πιθανότητα παρατήρησης μη γραμμικών φαινομένων, όπως η δράση laser (lasing) και η συμπύκνωση Bose-Einstein (Bose-Einstein Condensation) [7]. Ο αρχικός σκεπτικισμός της ερευνητικής κοινότητας μετατράπηκε σε ενθουσιασμό όταν οι Savvidis et al το 2000 [8] επιβεβαίωσαν τη μποζονική φύση των πολαριτονίων, παρατηρώντας παραμετρική ενίσχυση πολαριτονίων μέσω εξαναγκασμένης σκέδασης. Έκτοτε σε όλο και περισσότερα ερευνητικά εργαστήρια, ερευνητές άρχισαν να δουλεύουν στα ιδιαίτερα ελκυστικά πλέον πολαριτονικά συστήματα. Το πολαριτονικό laser με πολύ χαμηλό κατώφλι λειτουργίας και η διερεύνηση εξωτικών χβαντικών φαινομένων όπως η συμπύκνωση Bose-Einstein (BEC), η υπερρευστότητα (superfluidity) και οι δίνες (vortices) αποτέλεσαν και αποτελούν τους δύο κύριους άξονες της έρευνας.

Κατά τη συμπύκνωση Bose-Einstein παρατηρείται μετάβαση φάσης (phase transition), η οποία επιτρέπει την αυθόρμητη κατάληψη μιας χβαντικής κατάστασης από ένα μεγάλο πληθυσμό σωματιδίων (μποζόνια), δημιουργώντας μια χβαντική κατάσταση, η οποία χαρακτηρίζεται μακροσκοπικά, από συμφωνία φάσης [9], [10]. Η ιδιότητα-πλεονέκτημα των πολαριτονίων για την παρατήρηση BEC οφείλεται στην πολύ μικρή ενεργό μάζα τους, λόγω της ισχυρού φωτονικού μέρους της σύνθεσης τους. Αντίθετα, τα εξιτόνια [11] που αποτελούσαν τον φυσικό υποψήφιο στον τομέα της φυσικής στερεάς κατάστασης για πολλά χρόνια, έχουν αρκετά μεγαλύτερη ενεργό μάζα (4-5 τάξεις μεγαλύτερη από αυτή των πολαριτονίων). Σύμφωνα με τη θεωρία η παρατήρηση BEC πολαριτονίων επιτρέπεται και είναι εφικτή ακόμα και σε θερμοκρασία δωματίου επιδεικνύοντας έτσι τη μεγάλη τους δυναμική από τεχνολογική σκοπιά.

Οι πρώτες προσπάθειες της επιστημονικής κοινότητας για παρατήρηση πολαριτονικού BEC έγιναν σε *GaAs* πολαριτονικές διατάξεις και δεν έφεραν αποτέλεσμα. Αιτία της αποτυχίας ήταν το φαινόμενο bottleneck, το οποίο εμποδίζει την σκέδαση των φορέων στη χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση [12], [13], [14], [15]. Η έρευνα αμέσως στράφηκε στην ανάπτυξη δομών σε άλλα υλικά ή σε πιο εξελιγμένες μεθόδους χβαντικού εντοπισμού. Η χρήση εναλλακτικών υλικών με μεγαλύτερη ενέργεια δέσμευσης του εξιτονίου, όπως το *CdTe* [16] και το *GaN* [17], έφερε τα πρώτα ενθαρρυντικά αποτελέσματα. Τέλος, η παρατήρηση BEC στις μικροκοιλότητες επέτρεψε την παρατήρηση άλλων σχετικών συναρπαστικών φαινομένων, όπως το οπτικό φαινόμενο Hall λόγω σπιν [18], υπερρευστότητα

[19], [20] και εμφάνιση δινών (vortices) [21], [22].

Από την άλλη πλευρά η θεωρητική μελέτη και η έρευνα [7], [23], [24], στο πλαίσιο του πολαριτονικού laser έδωσε έναυσμα και τροφή στους πειραματικούς φυσικούς προς την κατεύθυνση αυτή. Σε αντίθεση με τα συνήθη ημιαγωγικά lasers, όπου εκπομπή σύμφωνου φωτός προέρχεται από εξαναγκασμένη εκπομπή φωτονίων, στην περίπτωση του πολαριτονικού laser επιτυγχάνεται μέσω της εξαναγκασμένης σκέδασης των πολαριτονίων και τη δημιουργία πολαριτονικού συμπυκνώματος σε μια ενεργειακή κατάσταση χωρίς την απαίτηση της αναστροφής πληθυσμών [7]. Βάσει αυτού το πολαριτονικό laser υπόσχεται δυο τάξεις μεγέθους χαμηλότερο κατώφλι λειτουργίας σε σχέση με τα κοινά φωτονικά lasers [25].

Οι ιδιαίτερα ελκυστικές ιδιότητες των πολαριτονίων και οι προβλεπόμενες πιθανές τεχνολογικές εφαρμογές τους έχουν θέσει ως άμεσο στόχο της ερευνητικής κοινότητας το σχεδιασμό και την κατασκευή ρεαλιστικών πολαριτονικών διατάξεων. Από τη μια πλευρά, παρόλο που παρατηρήθηκε πολύ πρόσφατα πολαριτονικό laser υπό ηλεκτρική άντληση [26], [27], [28], υπάρχει πολύς δρόμος για την περαιτέρω τεχνολογική εξέλιξη και βελτιστοποίηση των συσκευών αυτών ώστε να ξεδιπλώσουν την πραγματική τους ισχύ. Από την πλευρά των πολαριτονικών συμπυκνωμάτων η ερευνητική προσοχή έχει στραφεί στην πραγματοποίηση συσκευών κβαντικής πληροφορίας [19], [21], [29], [30], [31]. Παρόλη την πρόοδο που έχει επιτευχθεί στο χειρισμό των πολαριτονικών συμπυκνωμάτων πάνω σε chip είτε σε 2D δομή είτε σε δομή που έχει υποστεί ξηρή εγχάραξη για τη δημιουργία οπτικών κυκλωμάτων [21], [29], [30], [32], [33], δεν έχει επιτευχθεί ακόμα η δημιουργία ευέλικτων ηλεκτρικών δυναμικών για το χειρισμό του συμπυκνώματος, που αποτελεί προϋπόθεση για τη ανάπτυξη μελλοντικών πολαριτονικών συσκευών.

Το Κεφάλαιο 2 αποτελεί μια γενικότερη εισαγωγή στις οπτικές ιδιότητες των ημιαγωγών. Περιγράφεται η ενίσχυση των οπτικών ιδιοτήτων των ημιαγωγών μέσω του κβαντικού εντοπισμού των φορέων και την ύπαρξη εξιτονίων στον κρύσταλλο. Στη συνέχεια περιγράφονται τα βασικά χαρακτηριστικά των πολαριτονίων, τα οποία προκύπτουν από ισχυρή αλληλεπίδραση της ύλης με το φως στις μικροκοιλότητες.

Στο Κεφάλαιο 3 περιγράφονται οι κυματικές και οι σωματιδιακές προεκτάσεις της μποζονικής φύσης των πολαριτονίων. Ξεκινώντας από φαινόμενα που παρατηρούνται στην ατομική φυσική, προβάλλουμε τις ομοιότητες και τις διαφορές των δυο συστημάτων. Τέλος γίνεται σύγκριση μεταξύ δυο διαφορετικών φυσικών μηχανισμών όπου παρατηρείται δράση

laser.

Στο Κεφάλαιο 4 γίνεται η περιγραφή μιας ιδανικής μικροκοιλότητας και βάση αυτής γίνεται η επιλογή του συστήματος υλικών για το σχεδιασμό και την κατασκευή της μικροκοιλότητας. Επίσης περιγράφονται οι βασικές πειραματικές μέθοδοι που χρησιμοποιήθηκαν για τη διεξαγωγή των πειραμάτων.

Στο Κεφάλαιο 5 παρουσιάζεται ο χαρακτηρισμός του δείγματος που κατασκευάσαμε με την επίδειξη πολαριτονικού laser σε χαμηλές θερμοκρασίες υπό μη συντονισμένη οπτική άντληση. Ακολουθεί η μελέτη της θερμοκρασιακής εξάρτησης του συστήματος. Τέλος παρουσιάζονται πειραματικά αποτελέσματα από ερευνητικό έργο που διεξήχθη από ερευνητικές συνεργασίες με άλλες ομάδες, πάνω στο ίδιο δείγμα.

Στο Κεφάλαιο 6 παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα από την αλληλεπίδραση του πολαριτονικού συμπυκνώματος με το ηλεκτρικό πεδίο πάνω στο ίδιο δείγμα το οποίο υπέστη ξηρή εγχάραξη για την εισαγωγή ηλεκτρικών επαφών.

Τέλος στο Κεφάλαιο 7 παρουσιάζονται οι σχεδιαστικές προϋποθέσεις για την κατασκευή ηλεκτρικά διεγερόμενου πολαριτονικού laser. Ακολουθούν οι σχεδιαστικές προσεγγίσεις και τα πειραματικά αποτελέσματα αυτών των κατασκευαστικών δοκιμών. Επίσης επιχειρείται μια καινοτόμος υβριδική κατασκευαστική προσέγγιση για την πραγματοποίηση πολαριτονικού laser υπό ηλεκτρική άντληση.

Κεφάλαιο 2

Οπτικές ιδιότητες των ημιαγωγών

2.1 Επισκόπηση

Σε αυτό το κεφάλαιο θα περιγράψουμε τις οπτικές ιδιότητες που προκύπτουν από τον κβαντικό εντοπισμό των εξιτονίων σε κβαντικά πηγάδια, καθώς επίσης και τον εντοπισμό του φωτός σε οπτικές κοιλότητες. Ο συνδυασμός των δύο, μας δίνει την δυνατότητα της μέγιστης αλληλεπίδρασης ύλης και φωτός, που έχει ως αποτέλεσμα τη γέννηση των πολαριτονίων (polaritons). Τα πολαριτόνια, που αποτελούν μια μοναδική φυσική οντότητα με τις ιδιότητες τους να προκύπτουν από τον συνδυασμό των επιμέρους ιδιοτήτων της ύλης και του φωτός, θα αποτελέσουν το κύριο θέμα της παρούσας διατριβής.

2.2 3D Εξιτόνια

Η περιοδικότητα ενός κρυστάλλου οδηγεί στο σχηματισμό των ενεργειακών ζωνών. Στην περίπτωση των ημιαγωγών η κορυφή της υψηλότερης πλήρως κατειλημμένης από ηλεκτρόνια ενεργειακής ζώνης (ζώνη σθένους) και ο πυθμένας της χαμηλότερης άδειας ενεργειακής ζώνης (ζώνη αγωγιμότητας) είναι διαχωρισμένες από το λεγόμενο ενεργειακό χάσμα E_{gap} . Όταν ένα φωτόνιο με ενέργεια μεγαλύτερη από την ενέργεια χάσματος απορροφηθεί από τον ημιαγωγό ή σε περίπτωση θερμικής διέγερσης του πλέγματος, ένα ηλεκτρόνιο από τη ζώνη σθένους μεταφέρεται σε μία από τις άδειες καταστάσεις της ζώνης αγωγιμότητας, ενώ αφήνει πίσω του, στη ζώνη σθένους, μια κενή θέση. Η συμπεριφορά της απουσίας ηλεκτρονίου της ζώνης σθένους περιγράφεται από ένα θετικά φορτισμένο

σωματίδιο που ονομάζεται οπή (hole). Λόγω του ότι το ηλεκτρόνιο και η οπή είναι δύο αντίθετα φορτισμένα σωματίδια, μπορούν να δημιουργήσουν μια δέσμια κατάσταση μεταξύ τους, ανάλογη με εκείνη του positronium στα άτομα, που ονομάζεται εξιτόνιο (exciton). Με τη χρήση της προσέγγισης ενεργού μάζας, το πρόβλημα των εξιτονίων μπορεί να λυθεί στο πλαίσιο του υδρογονικού προβλήματος με το συνυπολογισμό του δυναμικού Coulomb. Ο διαχωρισμός μεταξύ σχετικής κίνησης του ηλεκτρονίου και της οπής, καθώς και της κίνησης του κέντρου μάζας τους, που ισχύει για ημιαγωγούς άμεσου χάσματος, οδηγεί στην ενέργεια διασποράς του εξιτονίου που δίνεται από:

$$E_X = E_{gap} + \frac{\hbar^2 K^2}{2M} + E_{XB} \quad (2.1)$$

όπου $M = m_e + m_h$ η ολική μάζα που αναφέρεται στο κέντρο μάζας με ολικό κυματάριθμο του εξιτονίου $K = k_e + k_h$. Η ενέργεια δέσμευσης (Binding energy) του εξιτονίου που είναι ο τελευταίος όρος της 2.1 δίνεται από τις γνωστές λύσεις ενός σωματιδίου με ανηγμένη μάζα:

$$\mu = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*} \quad (2.2)$$

μέσα σε δυναμικό Coulomb και είναι:

$$E_{XB}(N) = -\frac{Ry^*}{N^2}, N = 1, 2, 3... \quad (2.3)$$

όπου N είναι ο θεμελιώδης κβαντικός αριθμός ($N=1$ αντιστοιχεί στη θεμελιώδη κατάσταση του εξιτονίου, ενώ $N=2,3..$ περιγράφουν τις διεγερμένες καταστάσεις του) και

$$Ry^* = 13.6\mu eV \frac{\mu}{m_0} \frac{1}{\epsilon^2} \quad (2.4)$$

είναι η ενέργεια Rydberg, όπου m_0 η μάζα του ελεύθερου ηλεκτρονίου, η οποία καθορίζεται από την ανηγμένη μάζα μ του ηλεκτρονίου και της οπής καθώς και τη διηλεκτρική σταθερά του μέσου ϵ . Συνήθως η εξιτονική ενέργεια Rydberg είναι μόνο ένα μικρό κλάσμα της ενέργειας του χάσματος, που είναι της τάξης των μερικών eV. Η ακτίνα Bohr είναι:

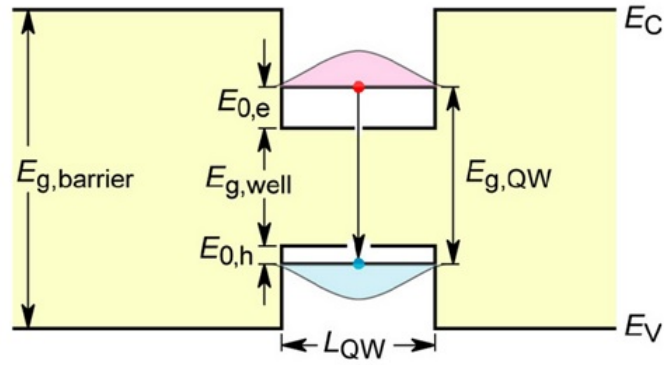
$$\alpha_B = 0.5A \cdot \epsilon \cdot \frac{m_0}{\mu} \approx 50A \quad (2.5)$$

και είναι μεγαλύτερη από την πλεγματική σταθερά, με αποτέλεσμα το εξιτόνιο μπορεί και απλώνεται μέσα στον κρύσταλλο, δηλαδή «οι τροχιές» του ηλεκτρονίου και της οπής γύρω από το κοινό τους κέντρο μάζας βρίσκονται κατά μέσο όρο μέσα σε πολλές μοναδιαίες κυψελίδες του πλέγματος. Αυτό δικαιολογεί τη χρήση της διηλεκτρικής σταθεράς και τη χρήση της προσέγγισης ενεργού μάζας. Το εξιτόνιο με αυτά τα χαρακτηριστικά αποτελεί το Wannier-Mott exciton [34] σε αντίθεση με το Frenkel exciton [35] που συναντάται συνήθως σε μοριακές δομές. Εξαιτίας της μικρής ενέργειας σύνδεσης σε ημιαγωγούς III-V, τα εξιτόνια είναι δύσκολο να διατηρηθούν σε θερμοκρασία δωματίου. Για παράδειγμα στο bulk GaAs η εξιτονική ακτίνα είναι κατά προσέγγιση $\alpha_B \simeq 150A$ με την αντίστοιχη ενέργεια δέσμευσης εξιτονίου $E_{XB} \approx 4.1meV$ [36] και αποτελεί πρόκληση η παρατήρηση του εξιτονίου σε θερμοκρασία δωματίου ($k_B T \simeq 25meV$).

2.3 Εξιτόνια σε κβαντικά πηγάδια (2D excitons)

Η τεχνολογική πρόοδος που έχει σημειωθεί τις τελευταίες δεκαετίες στην ανάπτυξη των ημιαγωγών, είτε μέσω της μοριακής επίταξης (MBE), είτε μέσω της μεθόδου MO-CVD, παρέχει την τεχνική ικανότητα κατασκευής δομών με ατομική ακρίβεια παρέχοντας καινούργια κβαντικά χαρακτηριστικά, σε δύο διαστάσεις (2D) όπως κβαντικά πηγάδια (Quantum Wells ή QWs), σε 1D κβαντικά σύρματα (Quantum Wires) και σε 0D κβαντικές τελείες (Quantum Dots). Ένα κβαντικό πηγάδι αποτελείται από ένα λεπτό στρώμα ενός ημιαγωγού με μικρό ενεργειακό χάσμα, τοποθετημένο ανάμεσα σε δύο στρώματα από ημιαγωγό μεγαλύτερου ενεργειακού χάσματος (Σχήμα 2.1).

Το πάχος του κβαντικού πηγαδιού είναι συγκρίσιμο με την ακτίνα Bohr του εξιτονίου και έτσι τα ηλεκτρόνια και οι οπές εντοπίζονται χωρικά στο επίπεδο κάθετα του επιπέδου του QW (το επίπεδο αυτό είναι και το επίπεδο ανάπτυξης στο MBE και ορίζεται ως z στην παρούσα διατριβή). Για ένα σωματίδιο με μάζα m_e κβαντικά εντοπισμένο στη διάσταση z , σε ένα απειρόβαθο πηγάδι δυναμικού, οι επιτρεπόμενες τιμές του κυματανύσματος k_z των κυμάτων Bloch δίνονται από:



Σχήμα 2.1: Απεικόνιση ενός τυπικού χβαντικού πηγαδιού πάχους L_{QW} που προκύπτει από την τοποθέτηση ενός υλικού με ενεργειακό χάσμα $E_{g,well}$ ανάμεσα σε δύο στρώματα διαφορετικού υλικού με μεγαλύτερο χάσμα $E_{g,barrier}$.

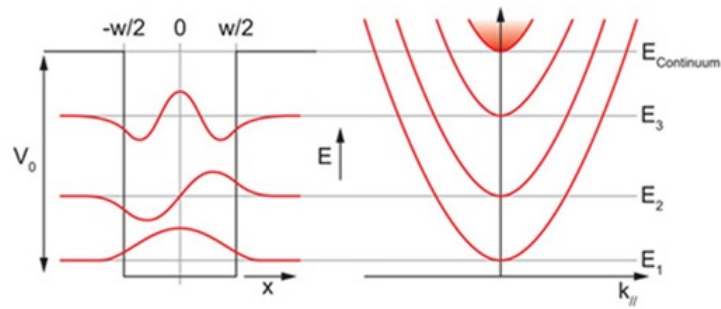
$$k_{zn} = \frac{2\pi}{\lambda_n} = \frac{n\pi}{L} \quad (2.6)$$

όπου $n = 1, 2, 3, \dots$ και η ενέργεια της θεμελιώδους κατάστασης αυξάνεται κατά μία ποσότητα ενέργειας ΔE σε σχέση με την περίπτωση του μη εντοπισμένου σωματιδίου:

$$\Delta E = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e L^2} \quad (2.7)$$

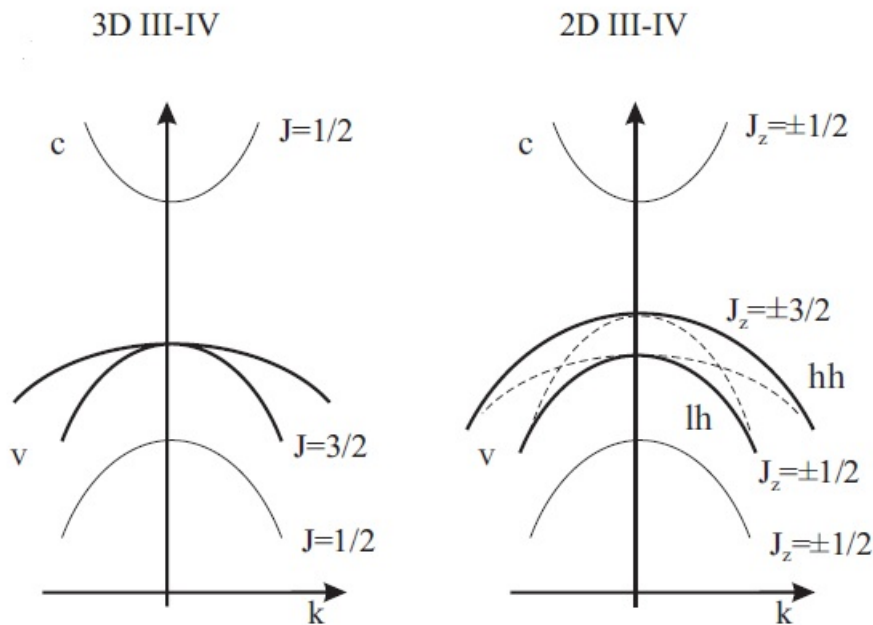
Η αύξηση της ενέργειας είναι συνέπεια της αρχής της αβεβαιότητας στην χβαντική μηχανική και αναφέρεται ως ενέργεια εντοπισμού του σωματιδίου. Ο εντοπισμός σε απόσταση L στο χώρο (στη συγκεκριμένη περίπτωση στην κατεύθυνση z) αυξάνει την αβεβαιότητα της ορμής στην διεύθυνση z κατά ένα παράγοντα της τάξης \hbar/L . Για το λόγο αυτό το φαινόμενο ονομάζεται χβαντικός εντοπισμός (Quantum confinement). Εκτός από την αύξηση της ενέργειας της θεμελιώδους κατάστασης, ο χβαντικός εντοπισμός προκαλεί χβάντωση της ενέργειας των διεγερμένων καταστάσεων όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.2. Για ένα απειρόβαθο τετραγωνικό πηγάδι δυναμικού οι διεγερμένες καταστάσεις δίνονται από: $E_n = n^2 \Delta E$ όπου $n = 1, 2, 3, \dots$

Ο χβαντικός εντοπισμός προκαλεί επίσης αλλαγές στη ζώνη σθένους (Σχήμα 2.3). Ο εκφυλισμός μεταξύ των δύο ζωνών ελαφριάς οπής και των δύο ζωνών βαριάς οπής της ζώνης σθένους σε 3D δομές, αίρεται, το οποίο έχει αποτέλεσμα στην τοποθέτηση της ζώνης βαριάς οπής πιο κοντά στη ζώνη αγωγιμότητας σε σχέση με τη ζώνη ελαφριάς οπής όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.3. Η κατάσταση αυτή μπορεί να είναι διαφορετική σε υλικά



Σχήμα 2.2: Απεικόνιση των κυματοσυναρτήσεων των σωματιδίων σε ένα κβαντικό πηγάδι (αριστερά) και της κβάντωσης της ενέργειας (δεξιά) που προκύπτει από τον κβαντικό εντοπισμό με τη δημιουργία των αντίστοιχων διακριτών ενεργειακών επιπέδων.

όπου έχουμε μεγάλη τάση μεταξύ των πλεγματικών σταθερών.



Σχήμα 2.3: Διάγραμμα διασποράς της ζώνης αγωγιμότητας (c) και σθένους (v) σε 3D (αριστερά) και η διαμόρφωση της ζώνης σθένους κατά τον κβαντικό εντοπισμό του εξιτονίου (δεξιά). Οι ζώνες βαριάς hh και ελαφρούς οπής lh διαχωρίζονται εξαιτίας της ισχυρής $k \cdot p$ αλληλεπίδρασης.

Επιπλέον, με τον κβαντικό εντοπισμό διαμορφώνεται η πυκνότητα καταστάσεων του συστήματος [37] (Density of States ή DOS). Ανάλογα σε πόσες διαστάσεις προκαλούμε κβάντωση της ενέργειας, διαμορφώνεται αντίστοιχα η πυκνότητα καταστάσεων του συστήματος (Σχήμα 2.4) [38]. Για την περίπτωση μας καθώς η κίνηση είναι κβαντισμένη στην διεύθυνση z , ένα ηλεκτρόνιο ή μια οπή έχει μόνο δύο βαθμούς ελευθερίας, δηλαδή

κατά μήκος του x και y άξονα. Για ένα απειρόβαθο πηγάδι η DOS δίνεται από:

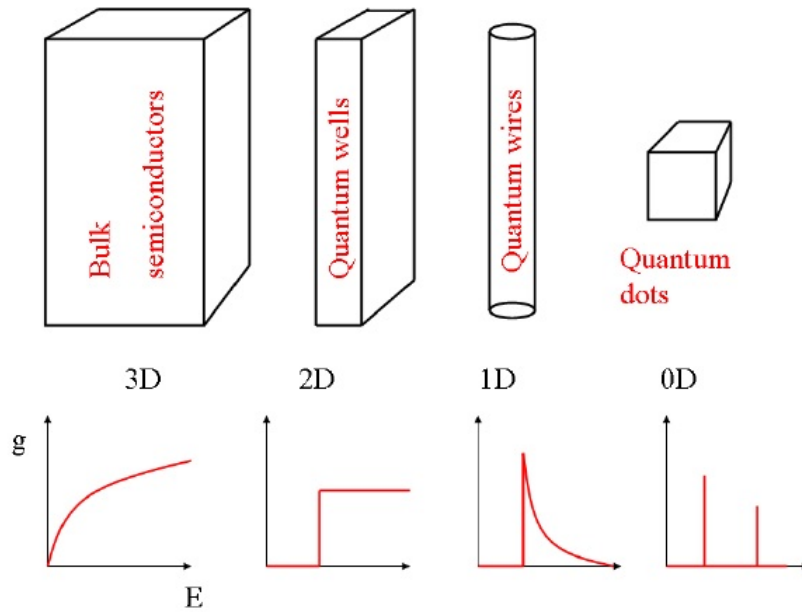
$$\rho_{2D}(E)dE = \rho_{2D}(k_{\parallel})dk_{\parallel} = 2 \times \frac{1}{(2\pi)^2} \times 2\pi k_{\parallel} dk_{\parallel} \quad (2.8)$$

Σύμφωνα με την παραβολική προσέγγιση για τη διασπορά του εξιτονίου $E = \hbar^2 K_{\parallel}^2 / 2M$ παίρνουμε:

$$\rho_{2D} = \frac{M}{\pi \hbar^2} \quad (2.9)$$

Η πυκνότητα καταστάσεων σε 2D λοιπόν γίνεται ανεξάρτητη της ενέργειας E , σε αντίθεση με αυτήν σε 3D που είναι:

$$\rho_{3D} = \frac{\sqrt{2}M^{3/2}E^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (2.10)$$



Σχήμα 2.4: Απεικόνιση της ενεργειακής πυκνότητας καταστάσεων (DOS) $g(E) = dN/dE$ σε 3D, 2D, 1D και 0D διατάξεις, όπου dN είναι ο αριθμός των ηλεκτρονιακών καταστάσεων σε ενεργειακό διάστημα dE [38].

Η διαμόρφωση του DOS συνεπάγεται διαμόρφωση της πιθανότητας μετάβασης μεταξύ των καταστάσεων που συνήθως υπολογίζονται βάσει του χρυσού κανόνα του Fermi (Fermi's Golden Rule). Η σημαντική διαφορά μεταξύ των 2D και 3D συστημάτων είναι ότι σε 2D η DOS είναι πεπερασμένη ακόμα και στο χαμηλότερο ενεργειακό επίπεδο, ενώ τείνει

στο 0 στα συστήματα 3D. Αυτό έχει πολύ σημαντικές συνέπειες στις ιδιότητες των 2D συστημάτων που σημαίνει ότι όλα τα δυναμικά φαινόμενα όπως η σκέδαση (scattering), η οπτική απορρόφηση (optical absorption) και η ενίσχυση (gain), παραμένουν πεπερασμένα σε συνθήκες χαμηλών κινητικών ενεργειών και χαμηλών θερμοκρασιών.

2.4 Οπτικές μεταβάσεις εξιτονίων

Το ηλεκτρόνιο και η οπή σχηματίζουν ένα δίπολο, το οποίο αλληλεπιδρά με το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο του φωτός. Ο εντοπισμός του εξιτονίου σε κβαντικό πηγάδι έχει σαν αποτέλεσμα την ενίσχυση των οπτικών ιδιοτήτων των εξιτονίων [37] σε σχέση με τα εξιτόνια σε bulk. Η πιθανότητα μετάβασης για σωματίδια εντοπισμένα σε QW μπορεί να υπολογιστεί μέσω της θεωρίας διαταραχών και θα δίνεται από το αποτέλεσμα του στοιχείου του πίνακα οπτικής μετάβασης πολλαπλασιασμένο με την πυκνότητα καταστάσεων. Ο ρυθμός μετάβασης δίνεται από το χρυσό κανόνα του Fermi:

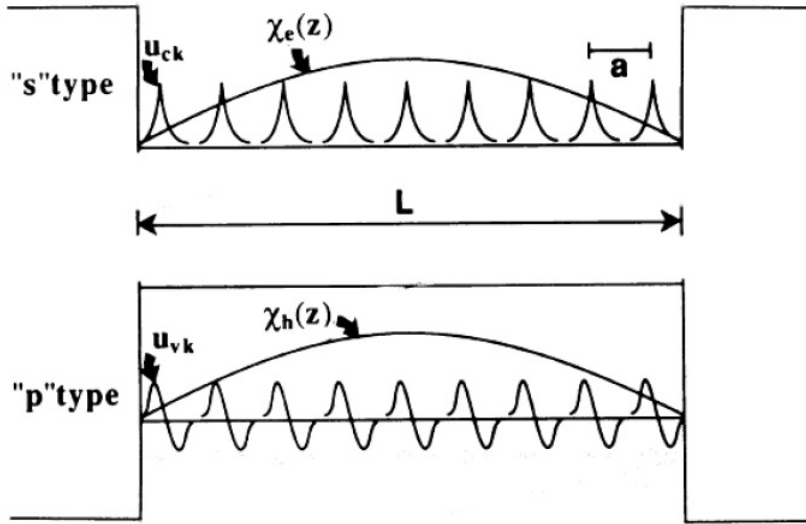
$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{f,i} | \langle f | \hat{H}_I | i \rangle |^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (2.11)$$

όπου i, f δηλώνουν την αρχική και τελική κατάσταση με ενέργειες E_i και E_f αντίστοιχα. $\hbar\omega$ είναι η ενέργεια του φωτονίου και \hat{H}_I είναι η Χαμιλτονιανή αλληλεπίδρασης διπόλου $-e \cdot r \cdot E$. Το στοιχείο μήτρας τελικά έχει τη μορφή:

$$M \propto | \langle f | E \cdot r | i \rangle | = \int \chi_e(z) e^{-ik_{e\perp} \cdot r_{\perp}} u_{ck_e}(r) E \cdot r u_{vk_h}(r) \chi_h(z) e^{ik_{h\perp} \cdot r_{\perp}} \quad (2.12)$$

όπου $\chi_e(z)$ και $\chi_h(z)$ είναι οι κυματοσυναρτήσεις του ηλεκτρονίου και της οπής σε κβαντικό πηγάδι, E είναι το διάνυσμα πόλωσης του φωτός και u_{ck_e} και u_{vk_h} είναι οι συνήθεις συναρτήσεις Bloch που φαίνονται και στο σχήμα 2.5.

Η αλληλεπίδραση των εξιτονίων με το φως που περιγράφονται από την ποσότητα μέσα στο ολοκλήρωμα στην ουσία μετράει την επικάλυψη των κυματοσυναρτήσεων του ηλεκτρονίου και της οπής, η οποία αυξάνεται σημαντικά με τον κβαντικό εντοπισμό. Στα κβαντικά πηγάδια οι κυματοσυναρτήσεις των ηλεκτρονίων και των οπών επικαλύπτονται πολύ περισσότερο σε σχέση με τους bulk ημιαγωγούς. Μία πολύ σημαντική παράμετρος



Σχήμα 2.5: Απεικόνιση των κυματοσυναρτήσεων των ηλεκτρονίων και των οπών σε κβαντικό πηγάδι πάχους L , οι οποίες είναι προϊόν των συναρτήσεων Bloch u_{ck_e} και u_{vk_h} με τις κυματοσυναρτήσεις περιβλήματος $\chi_e(z)$ και $\chi_h(z)$.

που χαρακτηρίζει τη δύναμη της οπτικής μετάβασης είναι η δύναμη ταλάντωσης f (oscillator strength) η οποία δίνεται από:

$$f = \frac{2m_0\omega}{\hbar} (|\langle f|E \cdot r|i \rangle|)^2 \quad (2.13)$$

όπου m_0 είναι η μάζα του ελεύθερου ηλεκτρονίου και ω η συχνότητα. Είναι εύκολο να δειχθεί ότι η δύναμη ταλάντωσης ανά μονάδα όγκου σε κρύσταλλο για 2D εξιτόνιο είναι 8 φορές μεγαλύτερη από τη δύναμη ταλάντωσης του αντίστοιχου 3D εξιτονίου, εξαιτίας της μειωμένης ακτίνας Bohr, δηλαδή:

$$f_{2D} = 8f_{3D} = \frac{2m_0\omega (|\langle u_e|E \cdot r|u_v \rangle|)^2}{\hbar} \cdot \frac{8}{\pi\alpha_B^3} \quad (2.14)$$

όπου $|\langle u_e|E \cdot r|u_v \rangle|$ είναι το κλασσικό στοιχείο του πίνακα για τις ζώνες αγωγιμότητας και σθένους και α_B η ακτίνα Bohr.

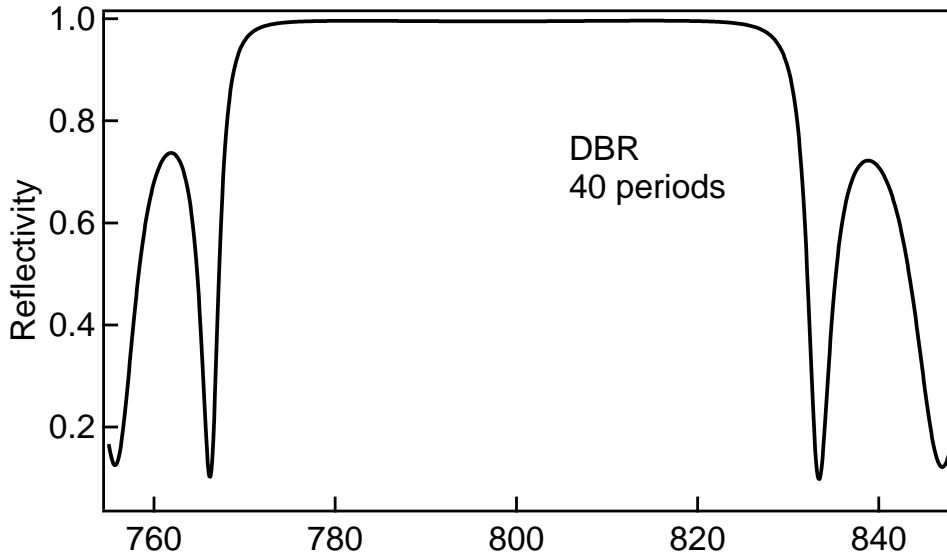
2.5 Οπτική κοιλότητα: Εντοπισμός του H/M πεδίου

Ο απλούστερος τρόπος για τον εντοπισμό του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου είναι ένας ταλαντωτής Fabry-Perot. Ένας οπτικός ταλαντωτής Fabry-Perot αποτελείται από δυο κάτοπτρα τα οποία δημιουργούν μια οπτική κοιλότητα. Στην περίπτωση μας χρησιμοποιούμε κάτοπτρα κατανεμημένης ανάδρασης Bragg (Distributed Bragg Reflectors ή DBRs). Τα DBRs αποτελούνται από δύο ημιαγωγικά υλικά διαφορετικού δείκτη διάθλασης, τα οποία εναλλάσσονται διαδοχικά κατά τη διαδικασία της ανάπτυξης. Η περιοδικότητα αυτών των δομών τους προσδίδει ενδιαφέρουσες ιδιότητες μεταξύ των οποίων η συμπεριφορά τους σαν κάτοπτρα. Το πάχος των ημιαγωγικών στρωμάτων είναι $\lambda_0/4$ όπου λ_0 είναι το επιθυμητό μήκος κύματος σχεδίασης της κοιλότητας. Το μήκος κύματος σχεδίασης καθορίζεται από το μήκος κύματος εκπομπής του ενεργού υλικού, το οποίο χρησιμοποιείται σαν εκπομπός μέσα στην κοιλότητα. Το πάχος των στρωμάτων επιλέγεται έτσι ώστε, το φως που ανακλάται από κάθε επιφάνεια να συμβάλλει δημιουργικά, δημιουργώντας ένα φασματικό εύρος, όπου η διάθλαση του φωτός είναι πολύ περιορισμένη. Το φασματικό αυτό εύρος ονομάζεται stop-band. Έτσι ένα DBR δρα ως υψηλής ανακλαστικότητας κάτοπτρο όταν το μήκος κύματος του προσπίπτοντος φωτός βρίσκεται μέσα στο stop-band (Σχήμα 2.6).

Η τιμή του συντελεστή ανάκλασης των DBRs εξαρτάται από τον αριθμό των περιόδων καθώς και από τη διαφορά των δεικτών διάθλασης n_1, n_2 των δύο υλικών που χρησιμοποιούνται. Με τα DBRs ο συντελεστής ανάκλασης παίρνει τιμές πολύ κοντά στη μονάδα, για μήκη κύματος κοντά στο επιθυμητό, και η φάση του είναι γραμμικά εξαρτημένη από τη συχνότητα. Ένα άλλο πλεονέκτημα που παρουσιάζουν τα DBRs είναι ότι έχουν ελάχιστες απώλειες λόγω απορρόφησης.

Στο Σχήμα 2.6 βλέπουμε το χαρακτηριστικό φάσμα ανακλαστικότητας για ένα DBR το οποίο περιέχει 40 περιόδους ($N = 40$) από εναλλασσόμενα στρώματα πάχους $\lambda_0/4$ των υλικών AlAs/AlGaAs με $\lambda_0 = 800nm$. Το φάσμα υπολογίστηκε με τη μέθοδο μεταφοράς πινάκων (Transfer Matrix method).

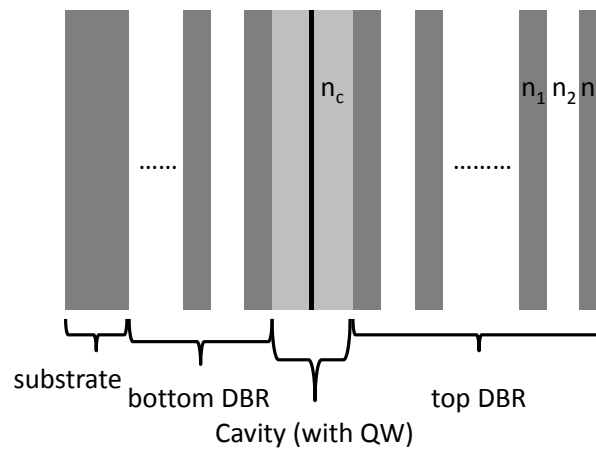
Στο Σχήμα 2.7 βλέπουμε το σχέδιο μιας ημιαγωγικής μικροκοιλότητας. Το κάτω (bottom) DBR αποτελείται από $2N$ στρώματα με δείκτες διάθλασης n_1 και n_2 , με το πρώτο στρώμα με δείκτη διάθλασης n_1 να βρίσκεται ακριβώς δίπλα στο υλικό της κοιλότητας, η οποία έχει δείκτη διάθλασης n_c . Το τελευταίο στρώμα με δείκτη διάθλασης n_2 βρίσκεται



Σχήμα 2.6: Φάσμα ανακλαστικότητας για ένα DBR 40 περιόδων η καθεμιά των οποίων αποτελείται από $AlAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$. Το φάσμα ανακλαστικότητας είναι υπολογισμένο από προσομοίωση με το μοντέλο μεταφοράς πινάκων (Transfer Matrix).

δίπλα στο υλικό του υποστρώματος, το οποίο έχει δείκτη διάθλασης n_t . Για προσπίπτον φως από την πλευρά της κοιλότητας προς το bottom DBR, το μέγιστο του συντελεστή ανακλαστικότητας στο κέντρο του stop-band για το κάτοπτρο είναι:

$$R_{max}^{2N} = \left(\frac{1 - \frac{n_c}{n_t} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_c}{n_t} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^{2N}} \right)^2 \quad (2.15)$$



Σχήμα 2.7: Αναπαράσταση ημιαγωγικής $\lambda/2$ μικροκοιλότητας.

Για $1 - R \ll 1$ η ανακλαστικότητα R_{max} , στο εν λόγω μήκος κύματος, προσεγγίζεται

από τη σχέση:

$$R_{max}^{2N} \simeq 1 - \frac{4n_c}{n_t} \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{2N} \quad (2.16)$$

Όταν δύο DBRs περιβάλλουν ένα στρώμα με οπτικό μήκος L_c (κοιλότητα) που είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του κεντρικού μήκους κύματος λ_0 ,

$$L_c = m \frac{\lambda_0}{2n_c} \quad (2.17)$$

όπου m ακέραιος, τότε παρατηρείται ο συντονισμός της κοιλότητας στο λ_0 με τη φασματική θέση αυτή να υποδηλώνει τη θέση του ρυθμού ταλάντωσης που υποστηρίζει η κοιλότητα (Cavity Mode) και οδηγεί στην πολύ απότομη αλλαγή της διαπερατότητας T στο λ_0 όπως περιγράφεται και στην παρακάτω σχέση :

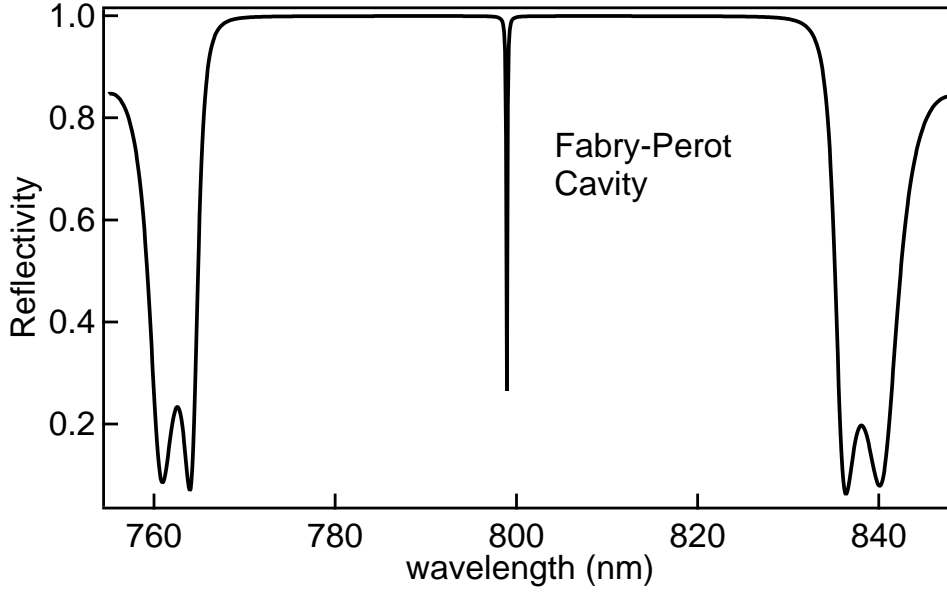
$$T = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{[1 - \sqrt{R_1 R_2}]^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2(\phi/2)} \quad (2.18)$$

όπου ϕ είναι η αλλαγή φάσης του κατά τη διάρκεια ενός πλήρους κύκλου του φωτονίου μέσα στην κοιλότητα στο λ_0 . Αν $R_1 \simeq R_2 = R$, τότε $(\frac{1-R}{2})^2 \leq T \leq 1$ και το οποίο εξαρτάται από τη φάση ϕ .

Η ανακλαστικότητα στην περίπτωση της κοιλότητας διαφέρει φασματικά από αυτή του μεμονωμένου κατόπτρου DBR, καθώς παρουσιάζει ένα βύθισμα περίπου στο κέντρο του stop-band όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.8. Το Σχήμα 2.8 πιο συγκεκριμένα, περιγράφει το χαρακτηριστικό φάσμα από μια άδεια $5/2\lambda_0$ Fabry-Perot κοιλότητα που αποτελείται από δύο DBRs από τα ίδια υλικά με 20 και 25 περιόδους αντίστοιχα για το καθένα. Το μήκος της κοιλότητας L_c είναι της τάξης του μικρόμετρου (μm) και για το λόγο αυτό αυτού του είδους οι κοιλότητες αποκαλούνται ως μικροκοιλότητες (MicroCavities ή MC). Μια πολύ χαρακτηριστική παράμετρος της ποιότητας της κοιλότητας είναι ο παράγοντας ποιότητας Q (Quality factor) που δίνεται από :

$$Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_0} \simeq \frac{\pi(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}} \quad (2.19)$$

με $\Delta\lambda_0$ το εύρος γραμμής συντονισμού της κοιλότητας. Μια ιδανική κοιλότητα έχει $Q = \infty$. Ο παράγοντας ποιότητας Q είναι ο μέσος αριθμός κύκλων που ταξιδεύει το φωτόνιο μέσα στην κοιλότητα πριν διαφύγει λόγω απωλειών. Στο Σχήμα 2.9 παρουσιάζεται



Σχήμα 2.8: Φάσμα ανακλαστικότητας από μια άδεια οπτική Fabry-Perot κοιλότητα που αποτελείται από δυο DBRs με 20 και 25 περιόδους αντίστοιχα για το καθένα. Τα φάσματα ανακλαστικότητας είναι υπολογισμένα από προσομοίωση με το μοντέλο μεταφοράς πινάκων (Transfer Matrix).

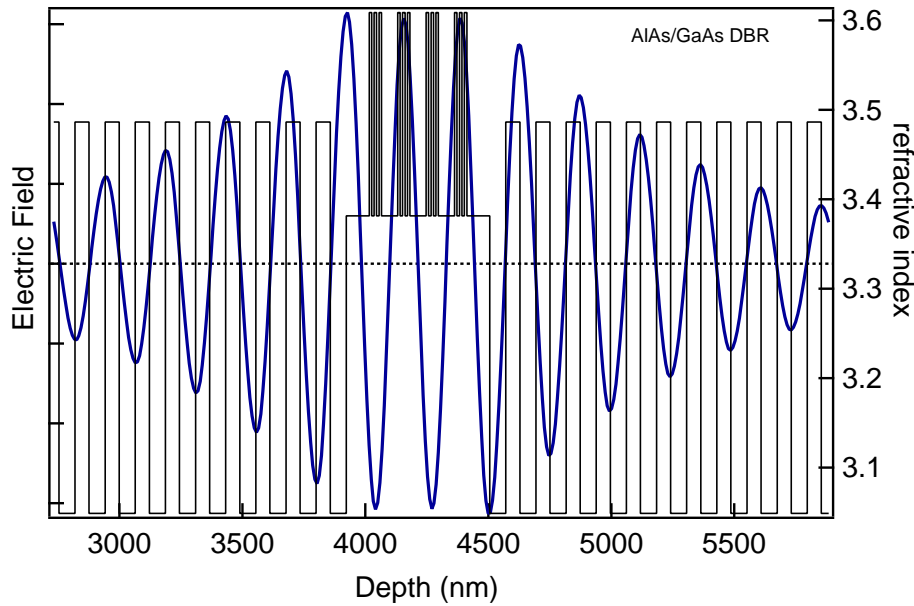
η ένταση της διασποράς $Re[E(z)]$ του εγκάρσιου ηλεκτρικού πεδίου (TE-mode) μέσα σε μια μικροκοιλότητα. Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε το πεδίο είναι συγκεντρωμένο κοντά στο κέντρο της κοιλότητας και η ένταση του είναι πολύ μεγαλύτερη συγκριτικά με την τιμή του μέσα στα DBRs.

Όπως παρατηρείται από το Σχήμα 2.9 υπάρχει διείσδυση του ηλεκτρικού πεδίου μέσα στα DBRs. Το μήκος διείσδυσης εξαρτάται από την αντίθεση των δεικτών διάθλασης.

Λαμβάνοντας υπόψη τα παραπάνω το ενεργό μήκος της κοιλότητας (effective cavity length L_{eff}) διευρύνεται στις ημιαγωγικές μικροκοιλότητες και διαμορφώνεται ως:

$$L_{eff} = L_c + L_{DBR} \quad (2.20)$$

$$L_{DBR} \approx \frac{\lambda_c}{2n_c} \frac{n_1 n_2}{|n_1 - n_2|} \quad (2.21)$$



Σχήμα 2.9: Απεικόνιση της μικροκοιλότητας και της κατανομής του εγκάρσιου ηλεκτρικού πεδίου (TE mode) κατά μήκος αυτής.

2.6 Διασπορά φωτονίων στις μικροκοιλότητες

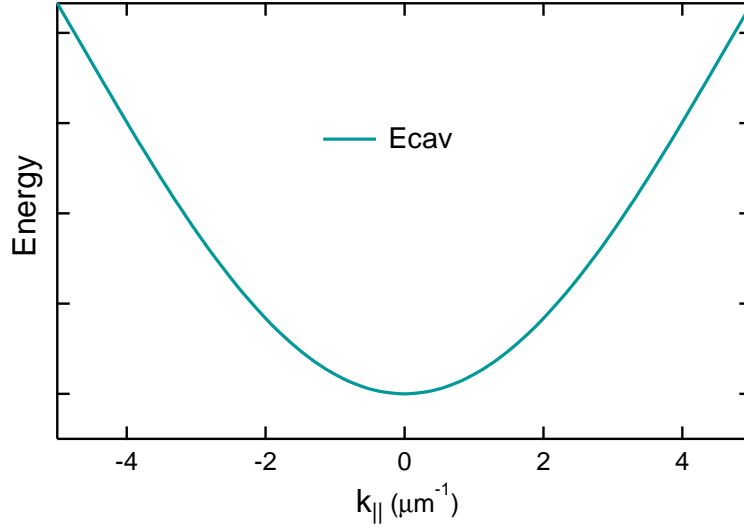
Σε μια μικροκοιλότητα, η ενέργεια διασποράς των φωτονίων αναφέρεται μόνο στο επίπεδο που είναι κάθετο στον άξονα ανάπτυξης της δομής, όπου δεν υπάρχει εντοπισμός των φωτονίων. Το αντίθετο όμως συμβαίνει κατά τη διεύθυνση ανάπτυξης, στην οποία έχουμε κβάντωση του κυματανύσματος των φωτονίων. Υποθέτοντας ότι η ανάπτυξη γίνεται κατά τον άξονα των z , η συνιστώσα του κυματανύσματος k_z των φωτονίων θα δίνεται από τη σχέση:

$$k_z = \frac{2\pi}{L_c} \quad (2.22)$$

Η ενέργεια διασποράς των φωτονίων λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση 2.22 γίνεται:

$$E_{ph}(k) = \frac{\hbar c}{n_c} k_z \left(1 + \frac{k_{\parallel}^2}{k_z^2} \right)^{1/2} = \frac{\hbar c}{n_c} \frac{2\pi}{L_c} + \frac{\hbar c}{2n_c} \frac{k_{\parallel}^2}{2\pi/L_c} = E_0 + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{ph}} \quad (2.23)$$

Η σχέση 2.23 είναι παραβολικής μορφής γύρω από το $k_{\parallel} = 0$. Στο Σχήμα 2.10 φαίνεται το διάγραμμα διασποράς της ενέργειας των φωτονίων μέσα στην κοιλότητα. Η ενεργός μάζα που αποδίδεται στα φωτόνια της κοιλότητας μπορεί να αποδοθεί στην καμπυλότητα της παραπάνω εξίσωσης ως:



Σχήμα 2.10: Διάγραμμα διασποράς των φωτονίων της κοιλότητας (cavity mode).

$$m_{ph} = \frac{hn_c}{cL_c} \quad (2.24)$$

Η μάζα αυτή είναι εξαιρετικά μικρή [39] σε σύγκριση με τη μάζα του εξιτονίου και είναι περίπου $10^{-5}m_e$ όπου m_e η μάζα του ηλεκτρονίου ή $10^{-4}m_{exc}$ όπου m_{exc} η μάζα του εξιτονίου. Τέλος, το $k_{||}$ είναι ευθέως ανάλογο του ημιτόνου της εξωτερικής γωνίας πρόσπτωσης θ εφόσον:

$$k_{||} = \frac{E_c(k)}{\hbar c} \sin(\theta) \quad (2.25)$$

2.7 Αλληλεπίδραση ύλης και φωτός

Ο ρυθμός αυθόρμητης εκπομπής εξαρτάται μερικώς από το περιβάλλον της πηγής του φωτός. Αυτό σημαίνει ότι αν τοποθετήσουμε τον εκπομπό σε ένα περιβάλλον με ιδιαίτερα χαρακτηριστικά, η αυθόρμητη εκπομπή του μπορεί να διαμορφωθεί κατάλληλα. Τη δεκαετία του 1940 ο Edward Mills Purcell ανακάλυψε την ενίσχυση της αυθόρμητης εκπομπής ατόμων όταν βρίσκονταν σε συντονισμό με το cavity mode της κοιλότητας. Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό ως Purcell Effect [40].

Το διεγερμένο μέσο (άτομο, εξιτόνιο) μπορεί να αποδιεγερθεί σε μία από τις χαμηλότερες ενεργειακά καταστάσεις, με την εκπομπή ενός φωτονίου. Εν γένει, η εκπομπή φωτός μπορεί να λάβει χώρα υπό δύο διαφορετικά καθεστώτα, ανάλογα με τη φύση της αλληλε-

πίδρασης μεταξύ του ενεργού υλικού και του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Το πρώτο είναι το ασθενούς σύζευξης (Weak Coupling ή WC) καθεστώς και η φυσική του συστήματος περιγράφεται με τη θεωρία διαταραχών. Στην περίπτωση αυτή, ένα φωτόνιο εκπέμπεται έχοντας συγκεκριμένα χαρακτηριστικά και έχει αμελητέα πιθανότητα να επαναπορροφηθεί από το μέσο, ενώ η ενέργεια διέγερσης του διαχέεται στο μέσο. Επίσης η εκπομπή περιγράφεται από το χρυσό κανόνα του Fermi, με αποτέλεσμα την εκθετική σχέση του χρόνου αποδιέγερσης του πληθυσμού της διεγερμένης κατάστασης. Ποιοτικά διαφορετική συμπεριφορά συναντάται στο ισχυρής σύζευξης καθεστώς (Strong Coupling ή SC), όπου το εκπεμπόμενο φωτόνιο με συγκεκριμένα χαρακτηριστικά μπορεί να επαναπορροφηθεί, κατά τη διάρκεια ζωής του διεγερμένου μέσου (στην περίπτωσή μας τα εξιτόνια) και να επαναδιεγείρει το ενεργό υλικό. Στο καθεστώς αυτό η διέγερση ανταλλάσσεται σύμφωνα μεταξύ του μέσου και του τρόπου ταλάντωσης του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου (photon mode). Αυτές οι ταλαντώσεις, που ονομάζονται ταλαντώσεις Rabi, παρόλο που αποσβένουν από την ύπαρξη αποσυμφωνίας στο σύστημα, η διάχυση της ενέργειας, συμβαίνει σε χρόνο συγκρίσιμο με το χρόνο συμφωνίας των καταστάσεων του ασύζευκτου συστήματος. Σε φασματικό επίπεδο, η τιμή της συχνότητας Rabi Ω_R εμφανίζεται με τον ενεργειακό διαχωρισμό Rabi (αναφέρεται ως Rabi splitting (Vacuum Field Rabi Splitting)) κατά την ασυμπτωτική (Anticrossing) συμπεριφορά της ενέργειας των ταλαντωτών του συζευγμένου συστήματος όπως θα φανεί στη συνέχεια στο Σχήμα 2.11. Το καθεστώς ισχυρής σύζευξης είναι πιο δύσκολο να επιτευχθεί λόγω του ότι χρειάζεται υψηλή πιθανότητα επαναπορρόφησης του φωτονίου από το μέσο, δηλαδή η συχνότητα Rabi πρέπει να υπερβαίνει τους ρυθμούς απόσβεσης του συστήματος. Συγκεκριμένα διευκολύνεται όταν η οπτική μετάβαση είναι συζευγμένη σε συντονισμό με το καλά σχηματισμένο cavity mode μιας οπτικής κοιλότητας. Το δικό μας ενδιαφέρον εστιάζεται στα συστήματα που βρίσκονται σε καθεστώς ισχυρής σύζευξης και θέλοντας να επιτύχουμε το μέγιστο της αλληλεπίδρασης μεταξύ εξιτονίου και φωτονίων θα εισάγουμε τα κβαντικά πηγάδια μέσα σε μια οπτική μικροκοιλότητα.

2.8 Πολαριτόνια στις μικροκοιλότητες

Εισάγοντας τα εξιτόνια, που είναι εντοπισμένα στα κβαντικά πηγάδια, μέσα σε μία μικροκοιλότητα, που είναι σχεδιασμένη ώστε το cavity mode να είναι σε ενέργεια πολύ κοντά αυτής των εξιτονίων, επιτυγχάνουμε την ισχυρή αλληλεπίδραση μεταξύ εξιτονίων

και φωτονίων και τη δημιουργία των πολαριτονίων. Ο φορμαλισμός που απαιτείται για την περιγραφή των πολαριτονίων σε μικροκοιλότητες μπορεί να γίνει με μία καθαρά κβαντομηχανική περιγραφή στην οποία λαμβάνεται υπόψη η κβάντωση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου μέσα στην κοιλότητα, τα εξιτόνια, καθώς και η μεταξύ τους αλληλεπίδραση. Το πλεονέκτημα της προσέγγισης αυτής είναι ότι μπορεί να εξηγήσει την εκπομπή φωτός από πολαριτονικές καταστάσεις, το οποίο συνδέεται άμεσα με την κβαντική φύση των πολαριτονίων. Στο κβαντικό μοντέλο τόσο τα εξιτόνια όσο και τα φωτόνια περιγράφονται σαν κβαντικοί ταλαντωτές και για αυτό είναι γνωστό ως μοντέλο συζευγμένων κβαντικών ταλαντωτών (quantum coupled harmonic oscillator model). Το μοντέλο που θα περιγράψουμε δε λαμβάνει υπόψη την επίδραση της αταξίας (disorder) του κρυστάλλου στο εξιτόνιο, και επομένως μόνο οι εξιτονικές και φωτονικές καταστάσεις με ίδιο k_{\parallel} μπορούν να αλληλεπιδράσουν. Ορίζοντας τους τελεστές δημιουργίας $b_{k_{\parallel}}^{\dagger}, \alpha_{k_{\parallel}}^{\dagger}$ για το εξιτόνιο και το φωτόνιο αντίστοιχα, η Χαμιλτονιανή που περιγράφει το σύστημα μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$H = H_{cav} + H_x + H_{int} = \sum_{k_{\parallel}} \hbar\omega_{cav, k_{\parallel}} \alpha_{k_{\parallel}}^{\dagger} \alpha_{k_{\parallel}} + \sum_{k_{\parallel}} \hbar\omega_{x, k_{\parallel}} b_{k_{\parallel}}^{\dagger} b_{k_{\parallel}} + \sum_{k_{\parallel}} \hbar V \left(\alpha_{k_{\parallel}}^{\dagger} b_{k_{\parallel}} + \alpha_{k_{\parallel}} b_{k_{\parallel}}^{\dagger} \right) \quad (2.26)$$

Οι δύο πρώτοι όροι της εξίσωσης 2.26 περιγράφουν την κινητική ενέργεια του φωτονίου και του εξιτονίου αντίστοιχα, ενώ ο τελευταίος τη μεταξύ τους αλληλεπίδραση. Η σταθερά V παριστά το σθένος της αλληλεπίδρασης μεταξύ εξιτονίου και φωτονίου και μπορεί να συνδεθεί με το oscillator strength μέσω των παρακάτω σχέσεων [41]:

$$\hbar V = \hbar \sqrt{\frac{1 + \sqrt{R}}{\sqrt{R}} \frac{c\Gamma_0}{n_{cav} L_{eff}}} \quad (2.27)$$

$$\Gamma_0 = \frac{e^2}{4\epsilon_0 n_{cav} m_e c} \frac{f}{S} \quad (2.28)$$

Στις παραπάνω σχέσεις R είναι ο συντελεστής ανάκλασης στο μήκος κύματος του DBR, n_{cav}, L_{eff} ο δείκτης διάθλασης και το ενεργό μήκος της κοιλότητας αντίστοιχα, m_e η μάζα του ηλεκτρονίου, c η ταχύτητα του φωτός, f το oscillator strength, και Γ είναι ο ακτινοβολητικός ρυθμός αποδιέγερσης του εξιτονίου στο $k = 0$. Όπως και στην περίπτωση του 3D πολαριτονίου, η εύρεση των ιδιοενεργειών του συστήματος ανάγεται στη διαγωνοποίηση της Χαμιλτονιανής. Ορίζοντας αντίστοιχα τον τελεστή [42]

$$p_k = u_k b_k + v_k \alpha_k \quad (2.29)$$

και απαιτώντας ο μεταθέτης $[p_k, H]$ να δίνει αποτέλεσμα της μορφής:

$$\frac{1}{\hbar}[p_k, H] = E p_k \quad (2.30)$$

καταλήγουμε στην επίλυση του συστήματος:

$$\begin{pmatrix} \omega_x - E & V \\ V & \omega_{cav} - E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_k \\ v_k \end{pmatrix} = 0$$

Παίρνοντας την ορίζουσα του συστήματος ίση με το μηδέν καταλήγουμε στη σχέση:

$$(\omega_x - E)(\omega_{cav} - E) - V^2 = 0$$

Λαμβάνοντας υπόψη για λόγους πληρότητας και το εύρος γραμμής εξιτονίου και φωτονίου ($\omega_x \rightarrow \omega_x + i\gamma_x$, $\omega_{cav} \rightarrow \omega_{cav} + i\gamma_{cav}$), οι ιδιοενέργειες του συστήματος μπορούν να γραφούν ως:

$$E_{k,LP}^{UP} = \frac{\omega_{cav,k} + \omega_{x,k}}{2} + \frac{\gamma_{cav,k} + \gamma_{x,k}}{2} \pm \sqrt{V^2 + \frac{1}{4}[(\omega_{cav,k} - \omega_{x,k}) + i(\gamma_{cav,k} - \gamma_{x,k})]^2} \quad (2.31)$$

Οι ενέργειες των νέων ρυθμών του συστήματος, οι πάνω και κάτω πολαριτονικοί κλάδοι (Lower Polariton Branch ή LPB, LP και Upper Polariton Branch ή UPB, UP), προκύπτουν από το πραγματικό μέρος της σχέσης [2.31](#)

$$\omega_{k,\pm} = \frac{\omega_{cav,k} + \omega_{x,k}}{2} \pm \sqrt{V^2 + \frac{1}{4}[(\omega_{cav,k} - \omega_{x,k})]^2} \quad (2.32)$$

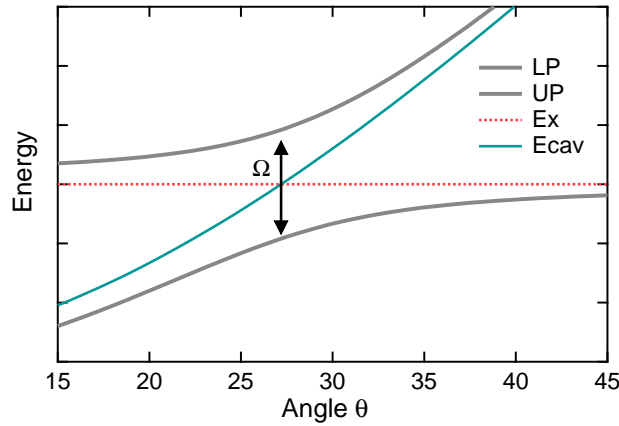
ενώ το φανταστικό μέρος εκφράζει την ακτινοβολητική αποδιέγερση τους.

Η διαφοροποίηση μεταξύ ισχυρής και ασθενούς σύζευξης μπορεί να εκφραστεί υπό μορφή συνθήκης μέσω των ακόλουθων δύο σχέσεων:

$$V \gg \left| \frac{\gamma_{cav,k} - \gamma_{x,k}}{2} \right| \quad (2.33)$$

$$V \ll \left| \frac{\gamma_{cav,k} - \gamma_{x,k}}{2} \right| \quad (2.34)$$

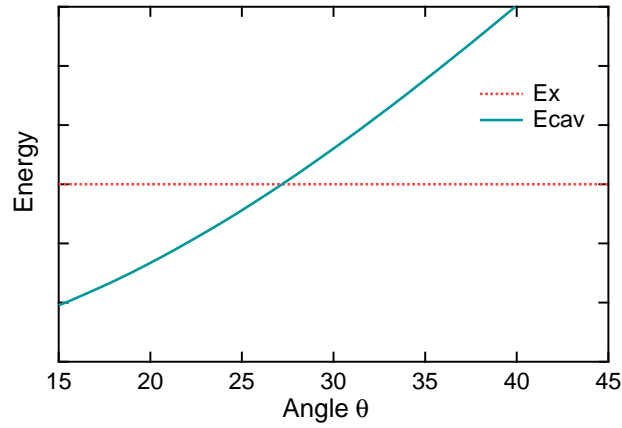
Η πρώτη σχέση ισχύει στην περίπτωση της ισχυρής σύζευξης ενώ η δεύτερη σε αυτή της ασθενούς. Η επίδραση των σχέσεων αυτών στην ενέργεια διασποράς των ρυθμών του πολαριτονίου απεικονίζεται στο Σχήμα 2.11. Το Σχήμα 2.12 για το οποίο ισχύει η σχέση 2.34 χαρακτηρίζεται από το crossing των δύο ασύζευκτων ρυθμών εξιτονίου και φωτονίου, ενώ στο Σχήμα 2.11 το anticrossing μεταξύ εξιτονίου φωτονίου χαρακτηρίζει τη λειτουργία της μικροκοιλότητας στην περιοχή ισχυρής σύζευξης. Στην περιοχή αυτή, οι δύο διακριτοί κλάδοι των πολαριτονίων γίνονται εμφανείς. Η ενεργειακή διαφορά μεταξύ των δύο πολαριτονικών κλάδων στο σημείο για το οποίο ισχύει $\omega_x = \omega_{cav}$ αποτελεί την ενέργεια Rabi. Ανάλογα με το πλήθος των χβαντικών πηγαδιών που βρίσκονται στην κοιλότητα, η τιμή αυτή μπορεί να πάρει τιμές από 4 – 15meV σε συστήματα GaAs, μέχρι 30meV σε CdTe, ενώ σε μικροκοιλότητες GaN μέχρι 50meV.



Σχήμα 2.11: Τα πραγματικά μέρη των ιδιοτιμών της σχέσης 2.31 για την περίπτωση ισχυρής σύζευξης μεταξύ εξιτονίου-φωτονίου. Για την αναπαραγωγή των καμπυλών χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές $\gamma_x = 2me\gamma_{cav} = 0.5meV$, ενώ $V = 10meV$.

Για τον ακριβή υπολογισμό της ενέργειας διασποράς των πολαριτονίων, οι ενέργειες του φωτονίου και του εξιτονίου πρέπει να αντικατασταθούν στην εξίσωση 2.32. Δεδομένου ότι η μεταβολή της ενέργειας διασποράς του εξιτονίου είναι μικρή για μικρές τιμές κυματάνυσματος, λαμβάνεται υπόψη μόνο η εξάρτηση της ενέργειας του φωτονίου από το κυματάνυσμα μέσω της σχέσης

$$\omega_{cav} = \frac{\hbar c}{n_{eff}} \sqrt{k_{\parallel}^2 + \frac{\pi^2}{L_{eff}^2}} \quad (2.35)$$



Σχήμα 2.12: Τα πραγματικά μέρη των ιδιοτιμών της σχέσης 2.31 για την περίπτωση ασθενούς σύζευξης μεταξύ εξιτονίου-φωτονίου. Για την αναπαράγωγή των καμπυλών χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές $\gamma_x = 2meV$, $\gamma_{cav} = 0.5meV$, ενώ $V = 0.2meV$.

όπου k_{\parallel} είναι το κυματάνυσμα του φωτονίου παράλληλο στο επίπεδο του κβαντικού πηγαδιού και n_{eff} είναι ο ενεργός δείκτης διάθλασης της κοιλότητας. Ορίζοντας ως αποσυντονισμό Δ (detuning) τη διαφορά ενέργειας μεταξύ φωτονίου και εξιτονίου στο $k_{\parallel} = 0$, $\Delta = \omega_{cav} - \omega_x$, μπορούμε να διαχωρίσουμε τρεις περιπτώσεις της ενέργειας διασποράς των δύο πολαριτονικών κλάδων:

Αρνητικός αποσυντονισμός ($\Delta < 0$), όπου η ενέργεια του εξιτονίου είναι μεγαλύτερη από την αντίστοιχη του φωτονίου.

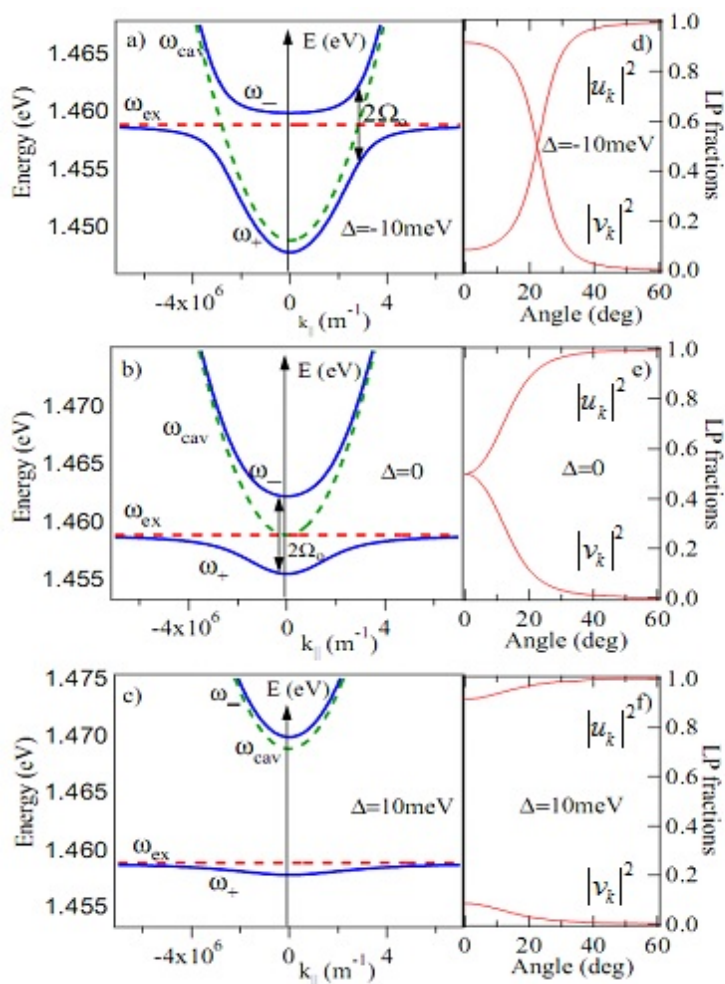
Θετικός αποσυντονισμός ($\Delta > 0$), όπου η ενέργεια του εξιτονίου είναι μικρότερη από αυτή του φωτονίου.

Μηδενικός αποσυντονισμός ($\Delta = 0$), με την ενέργεια του εξιτονίου να είναι ίση με αυτή του φωτονίου.

Οι τρεις αυτές περιπτώσεις περιγράφονται στο Σχήμα 2.13.

Από το Σχήμα 2.13 γίνεται εμφανής η διαφοροποίηση της ενέργειας διασποράς για τους δύο πολαριτονικούς κλάδους. Στην περίπτωση αρνητικού αποσυντονισμού, Σχήμα 2.13(a), η ενέργεια Rabi του συστήματος είναι σε υψηλότερα k_{\parallel} για τα οποία ικανοποιείται η σχέση $\omega_{cav, k_{\parallel}} = \omega_{x, k_{\parallel}}$. Για $\Delta = 0$ (Σχήμα 2.13(b)), η ενέργεια Rabi του συστήματος βρίσκεται στο $k_{\parallel} = 0$, ενώ για $\Delta > 0$ (Σχήμα 2.13(c)), δεν έχουμε συντονισμό μεταξύ εξιτονίου και φωτονίου σε κανένα k_{\parallel} .

Τέλος, προκειμένου να ολοκληρωθεί η διαγωνοποίηση της Χαμιλτονιανής πρέπει να



Σχήμα 2.13: Οι ενέργειες των πολариτονίων για (a) αρνητικό (-10 meV), (b) μηδενικό και (c) θετικό αποσυντονισμό (10 meV) μεταξύ των αρχικών ασύζευκτων καταστάσεων εξιτονίου και φωτονίου. Γραφική απεικόνιση των συντελεστών $|u_k|^2$ και $|v_k|^2$ για τον κάτω πολариτονικό κλάδο (d-f) [43]

υπολογιστούν οι σταθερές u_k, v_k . Οι συντελεστές αυτοί προκύπτουν από την επίλυση του συστήματος (matrix) με την επιπλέον απαίτηση να ισχύει η σχέση

$$|u_k|^2 + |v_k|^2 = 1 \quad (2.36)$$

Η αναλυτική μορφή των u_k και v_k τόσο για το LPB όσο και για το UPB δίνονται από τις σχέσεις:

$$u_{k,+} = \sqrt{\frac{\omega_{k,+} - \omega_{cav}}{2\omega_{k,+} - \omega_x - \omega_{cav}}}, v_{k,+} = i\sqrt{\frac{\omega_{k,+} - \omega_x}{2\omega_{k,+} - \omega_x - \omega_{cav}}} \quad (2.37)$$

$$u_{k,-} = \sqrt{\frac{\omega_{k,-} - \omega_{cav}}{2\omega_{k,-} - \omega_x - \omega_{cav}}}, v_{k,-} = i\sqrt{\frac{\omega_{k,-} - \omega_x}{2\omega_{k,-} - \omega_x - \omega_{cav}}} \quad (2.38)$$

Το τετράγωνο της απόλυτης τιμής των συντελεστών $u_{k,\pm}$ και $v_{k,\pm}$ εκφράζει αντίστοιχα το ποσοστό συμμετοχής των εξιτονίων ή των φωτονίων στα πολαριτόνια, ή αλλιώς την πιθανότητα του ψευδοσωματιδίου να βρεθεί σε μία από τις δύο καταστάσεις, είτε του φωτονίου είτε του εξιτονίου. Οι κατανομές $|u_k|^2$ και $|v_k|^2$ για το (LPB) που αντιστοιχεί στις εικόνες (d-f) του Σχήματος 2.13 που φαίνονται δίπλα από τα διαγράμματα διασποράς για κάθε διαφορετικό αποσυντονισμό Δ .

2.9 Σύνοψη

Στο κεφάλαιο αυτό αναφέραμε τις οπτικές ιδιότητες των ημιαγωγών και το πώς αυτές αλλάζουν με τον κβαντικό εντοπισμό. Περιγράψαμε τη βασική ιδέα του κβαντικού εντοπισμού και των εξιτονίων στα κβαντικά πηγάδια αλλά και των φωτονίων στις οπτικές κοιλότητες. Από την ισχυρή αλληλεπίδραση των δύο στις σύνθετες ετεροδομές που ονομάζονται μικροκοιλότητες, προέκυψαν τα πολαριτόνια. Οι ιδιότητες των πολαριτονίων, που βασίζονται στη μποζονική τους φύση σε χαμηλές συγκεντρώσεις, καθώς και φαινόμενα της μορφής του εκτός ισορροπίας συμπυκνώματος Bose-Einstein θα μας απασχολήσουν στο επόμενο κεφάλαιο.

Κεφάλαιο 3

Τα πολαριτόνια ως μποζόνια

3.1 Επισκόπηση

Μια από τις πιο ενδιαφέρουσες ιδέες της σύγχρονης φυσικής βασίζεται πάνω στη θεωρητική δουλειά του Einstein και είναι η συμπύκνωση Bose-Einstein (Bose-Einstein Condensation ή BEC), η μετάβαση φάσης κατά την οποία ένας μεγάλος αριθμός σωματιδίων συνωστιάζεται στη θεμελιώδη ενεργειακή κατάσταση του συστήματος. Παρόλο που το BEC παρατηρήθηκε στο κοντινό παρελθόν σε ατομικά συστήματα και σε ακραία χαμηλές θερμοκρασίες, η πιθανότητα παρατήρησης του BEC σε θερμοκρασία δωματίου σε εξιτονικά συστήματα τράβηξε την προσοχή της έρευνας τα τελευταία χρόνια.

Στο κεφάλαιο αυτό, θα γίνει μια επισκόπηση των βασικών ιδιοτήτων του BEC, συμπεριλαμβανομένης της προσέγγισης Bogoliubov, η οποία παρείχε την βάση μιας ολοκληρωμένης θεωρητικής προσέγγισης που ενοποιεί το BEC, την υπερρευστότητα (superfluidity) και τη δράση laser (lasing), στη βάση της μακροσκοπικής συμφωνίας φάσης (macroscopic phase coherence).

3.2 Κυματικές Ιδιότητες: Συμπύκνωμα και Lasing

3.2.1 Συμπύκνωμα Bose-Einstein

Στον μικρόκοσμο, όπου η κλίμακα των αποστάσεων είναι συγκρίσιμη του μεγέθους των κυματοσυναρτήσεων των σωματιδίων, κυριαρχεί η αρχή της μη διακρισιμότητας (in-

distinguishability principle): τα σωματίδια που μελετώνται είναι πανομοιότυπα. Αυτή η ιδέα οδήγησε στον διαχωρισμό των σωματιδίων σε δύο κατηγορίες: τα μποζόνια, που περιγράφονται από συμμετρική κυματοσυνάρτηση και έχουν ακέραιο spin και τα φερμιόνια που περιγράφονται από αντισυμμετρική κυματοσυνάρτηση και έχουν ημιακέραιο spin. Τα τελευταία υπόκεινται στην απαγορευτική αρχή του Pauli, η οποία απαγορεύει τη συνύπαρξη πολλών σωματιδίων στην ίδια κβαντική κατάσταση. Τα μποζόνια από την άλλη μεριά, μπορούν να συνυπάρξουν στην ίδια κβαντική κατάσταση (constructive quantum interference). Το γεγονός αυτό αποτελεί την προέλευση της συμπύκνωσης Bose-Einstein.

Σύμφωνα με τη θεωρία του BEC ο ρυθμός σκέδασης προς μια μποζονική κατάσταση αυξάνεται από την ύπαρξη άλλων μποζονίων στην κατάσταση αυτή. Δηλαδή αν N σωματίδια βρίσκονται σε αυτή την κατάσταση, ο ρυθμός σκέδασης είναι ανάλογος του $(N+1)$ [44]. Αυτό εκκινεί μία διαδικασία χιονοστιβάδας: όσο πιο πολύ κατειλημμένη είναι η κατάσταση, τόσο πιο γρήγορα αυξάνει ο ρυθμός κατάληψης της κατάστασης αυτής. Το φαινόμενο αυτό, γνωστό και ως bosonic final state stimulation, αποτελεί την προέλευση και την βάση του BEC.

3.2.2 Συμπύκνωση ιδανικού Bose αερίου

Ένα αέριο που αποτελείται από N ελεύθερα και μη αλληλεπιδρώντα Bose σωματίδια, σε θερμική ισορροπία, σε θερμοκρασία T , περιγράφεται από την κατανομή Bose στο χώρο των ορμών:

$$f_{BE}(k, T, \mu) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E(k)-\mu}{k_B T}\right) - 1} \quad (3.1)$$

Όπου $E(k)$ είναι η συνάρτηση διασποράς των μποζονίων, k είναι το κυματόνυσμα του σωματιδίου και μ είναι το χημικό δυναμικό, το οποίο καθορίζεται από το συνολικό αριθμό σωματιδίων στο σύστημα. Στο όριο

$$\mu \ll k_B T \quad (3.2)$$

και

$$\exp\left(\frac{-\mu}{k_B T}\right) \gg 1 \quad (3.3)$$

μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την στατιστική προσέγγιση της κατανομής Maxwell-

Boltzmann

$$f_{ME}(k, T, \mu) = \exp\left(-\frac{E(k) - \mu}{k_B T}\right) + 1 \quad (3.4)$$

Ο συνολικός αριθμός των σωματιδίων N δίνεται από:

$$N(T, \mu) = \sum_k f_{BE}(k, T, \mu) = \frac{1}{\exp\left(\frac{-\mu}{k_B T}\right) - 1} + \sum_{k \neq 0} f_{BE}(k, T, \mu) = N_{E=0}(T, \mu) + N_{E \neq 0}(T, \mu) \quad (3.5)$$

Θεωρούμε ενέργεια της θεμελιώδους κατάστασης $E_0 = 0$ και μ που παίρνει αρνητικές τιμές και αυξάνεται με την πυκνότητα. Καθώς το $\mu \rightarrow 0$ η κατανομή Bose-Einstein αρχίζει να αποκλίνει και η κατάληψη της θεμελιώδους κατάστασης

$$n_0 \simeq \frac{k_B T}{E_0 - \mu} \quad (3.6)$$

γίνεται πολύ μεγάλη χωρίς όριο. Παρόλα αυτά, ο αριθμός

$$N_{E \neq 0}$$

των σωματιδίων που βρίσκεται στις διεγερμένες καταστάσεις είναι περιορισμένος ακόμη και όταν $\mu=0$ (θερμοδυναμικό όριο) και είναι ανάλογος με τον όγκο του συστήματος. Για δεδομένη θερμοκρασία δύο πιθανές περιπτώσεις υπάρχουν. Αν ο συνολικός αριθμός σωματιδίων μπορεί να κατανεμηθεί στις διεγερμένες καταστάσεις, η πληρότητα της θεμελιώδους στάθμης είναι της ίδιας τάξης με την πληρότητα των διεγερμένων καταστάσεων. Από την άλλη, αν N είναι μεγαλύτερο από την κρίσιμη πυκνότητα

$$N_{cr} = N_{E \neq 0}(T, \mu = 0) \quad (3.7)$$

τότε ένας μεγάλος αριθμός σωματιδίων πρέπει να καταλαμβάνει τη θεμελιώδη στάθμη ώστε να πληρείται η εξίσωση

$$N(T, \mu) = \sum_k f_{BE}(k, T, \mu) \quad (3.8)$$

Εμπνεόμενος από την δουλειά του Bose [9], ο Einstein πρότεινε αυτή την λύση [10]. Λαμβάνοντας υπόψη τον κορεσμό των διεγερμένων καταστάσεων, τα επιπλέον σωματίδια αρχίζουν να καταλαμβάνουν μαζικά την χαμηλότερη προσβάσιμη κβαντική κατάσταση και ο πληθυσμός της θεμελιώδους στάθμης γίνεται συγκρίσιμος με το συνολικό πληθυσμό των σωματιδίων στο σύστημα. Ο κορεσμός των διεγερμένων καταστάσεων και η μακροσκοπική πληρότητα της θεμελιώδους κατάστασης είναι η μετάβαση φάσης και λέγεται Bose-Einstein Condensation.

Στο θερμοδυναμικό όριο επομένως, όπου

$$N, V \rightarrow +\infty \quad (3.9)$$

με

$$\frac{N}{V} = \text{constant}, \mu = 0 \quad (3.10)$$

η πυκνότητα των σωματιδίων στις διεγερμένες καταστάσεις τείνει στο 0:

$$n_{E \neq 0} = \frac{N_{E \neq 0}}{V} \rightarrow 0 \quad (3.11)$$

Ενώ στη θεμελιώδη κατάσταση:

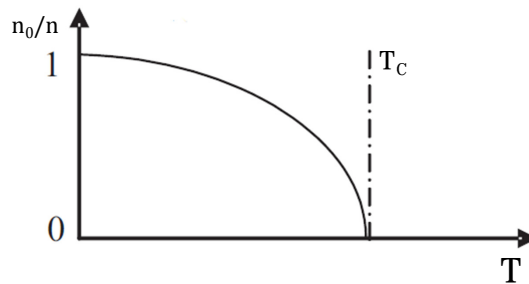
$$n_{E=0} = \frac{N(T) - N_{cr}(T)}{V} \quad (3.12)$$

γίνεται πεπερασμένος, όταν ο συνολικός αριθμός των σωματιδίων ξεπερνά $N_{cr}(T)$, και τότε ο μακροσκοπικός αριθμός σωματιδίων συμπυκνώνεται σε μια μικροσκοπικά κβαντική κατάσταση. Για ένα ιδανικό αέριο Bose χωρίς αλληλεπιδράσεις, η κρίσιμη πυκνότητα σωματιδίων δίνεται από [45]:

$$n_c(T_c) = \frac{N_{E \neq 0}(T, \mu)}{V} = \left(\frac{2.612}{\lambda_{dB}^3} \right) \quad (3.13)$$

Για θερμοκρασίες χαμηλότερες της T_c ο λόγος του συμπυκνώματος γίνεται:

$$\frac{n_{E=0}}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2}, \quad (3.14)$$



Σχήμα 3.1: Απεικόνιση της πυκνότητας των σωματιδίων του συμπυκνώματος n_0 συναρτήσει της θερμοκρασίας, για ένα 3D αέριο Bose σε δεδομένη ολική πυκνότητα σωματιδίων n .

ενώ τείνει στο μηδέν καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία και πλησιάζει την T_c όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.1.

Η παραπάνω εξίσωση 3.13 δείχνει ότι οι χβαντικοί συσχετισμοί επιβιώνουν μόνο στην κλίμακα του θερμικού μήκους κύματος de Broglie [46],[47]. Λόγω του

$$n_c \propto \lambda_T(T_c)^{-d}, \quad (3.15)$$

όπου d είναι ο αριθμός των διαστάσεων, προκύπτει ότι η κρίσιμη θερμοκρασία είναι αντίστροφως ανάλογη της μάζας:

$$T_c \propto 2\pi\hbar^2 n_c^{-2/d} m^{-1}. \quad (3.16)$$

3.2.3 Συμπύκνωση σε 2D

Σε δύο διαστάσεις, το συμπύκνωμα Bose-Einstein δεν είναι πιθανό να λάβει χώρα, αλλά είναι εφικτή μια παρόμοια μετάβαση φάσης γνωστή και ως μετάβαση Kosterlitz-Thouless (KT)[48], [49]. Σε αυτή την περίπτωση, παρουσιάζεται αυθόρμητη συμφωνία φάσης των σωματιδίων αλλά δεν διατηρείται σε μεγάλες αποστάσεις. Η διακύμανση της φάσης σε μεγαλύτερες αποστάσεις καταστρέφει την τάξη μεγάλης κλίμακας και έτσι το BEC υπάρχει μόνο για $T = 0$, όπου υπάρχουν χβαντικές διακυμάνσεις της φάσης. Παρόλα αυτά, για $T > 0$, η υπερρευστότητα δεν καταστρέφεται απαραίτητα από αυτές τις διακυμάνσεις, με αποτέλεσμα τη μετάβαση Kosterlitz-Thouless. Η φυσική ερμηνεία των δυο αυτών φαινομένων είναι η ίδια: τα σωματίδια συσσωρεύονται, όντας μποζόνια, στην ίδια χβαντική κατάσταση, που οδηγεί στην αυθόρμητη συμφωνία φάσης. Η κρίσιμη θερμοκρασία για να λάβει χώρα η μετάβαση αυτή είναι:

$$k_B T_{KT} = n_s \frac{\pi\hbar^2}{2m^2} \quad (3.17)$$

Όπου n_s είναι η πυκνότητα του υπερρευστού. Πάνω από αυτή την κρίσιμη πυκνότητα παράγεται τριβή από θερμικά διεγερμένες δίνες (vortices). Κάτω από την πυκνότητα αυτή, αρχικά απομονωμένες δίνες ενώνονται ώστε να σχηματίσουν ζεύγη επιτρέποντας μετακίνηση των «σταγόνων» συμπύκνωσης μεταξύ των δύο σημείων, ανάμεσα στα οποία το μονοπάτι της συμφωνίας φάσης διατηρείται. Κατά συνέπεια η πυκνότητα n_s παίρνει μη μηδενική τιμή. Έτσι οποιοδήποτε πειραματικό σύστημα πεπερασμένων διαστάσεων $S = L^2$, έχει έναν πεπερασμένο αριθμό σωματιδίων N και διακριτές τιμές της ενέργειας E_i , με $i = 1, 2, 3, \dots$. Η κρίσιμη συνθήκη μπορεί να οριστεί ως:

$$\mu = E_1$$

$$n_c = \frac{1}{S} \sum_{i \geq 2} \frac{1}{\exp(\frac{E_i}{k_B T}) - 1} \quad (3.18)$$

Και μπορεί τώρα να ικανοποιηθεί για $T_c > 0$. Η κρίσιμη πυκνότητα γίνεται:

$$n_c = \frac{2}{\lambda_{dB}^2} \ln\left(\frac{L}{\lambda_{dB}}\right) \quad (3.19)$$

Αν ο αριθμός των σωματιδίων είναι αρκετά μεγάλος, η μετάβαση παρουσιάζει ίδια χαρακτηριστικά όπως η μετάβαση BEC στο θερμοδυναμικό όριο [50].

3.2.4 Εξιτόνια ως υποψήφια μποζόνια για BEC

Παρόλο που το εξιτόνιο αποτελείται από δύο φερμιόνια, μπορεί να θεωρηθεί ως σύνθετο μποζόνιο στο όριο των χαμηλών συγκεντρώσεων. Στην παράγραφο που ακολουθεί θα εξετάσουμε την εγκυρότητα αυτής της προσέγγισης. Το μεγαλύτερο πλεονέκτημα του εξιτονίου στο πλαίσιο του BEC είναι η μικρή μάζα του, που συγκριτικά είναι τέσσερις τάξεις μικρότερη σε σχέση με τις ατομικές μάζες. Το γεγονός αυτό θα έπρεπε να συνηγορεί για τον μποζονικό εκφυλισμό σε θερμοκρασίες προσβάσιμες με τα κοινά μέσα κρυογονικής. Από την άλλη πλευρά, εξαιτίας της μικρής ενέργειας σύνδεσης και του μεγάλου μεγέθους του, η μποζονική του φύση είναι πολύ πιο εύθραυστη σε σχέση με τις συνθήκες στα ατομικά συστήματα, και έτσι δεν μπορεί να διατηρηθεί σε υψηλές πυκνότητες των συστατικών του, που είναι φερμιόνια. Αυξάνοντας την πυκνότητα των ηλεκτρονίων και των οπών αρχίζουν να καταλαμβάνονται σημαντικά οι φερμιονικές καταστάσεις τους. Έτσι η απαγορευτική αρχή του Pauli αρχίζει και παρεμβαίνει: Τα εξιτόνια δεν μπορούν να δημιουργηθούν, επειδή οι καταστάσεις των ηλεκτρονίων και των οπών, από τις οποίες προκύπτει και το εξιτόνιο, είναι πλήρως κατειλημμένες - phase space filling effect [51], [52]. Οι φορείς με το ίδιο σπιν αποφεύγουν ο ένας τον άλλο και έτσι αποκτούν επιπλέον ενέργεια ανταλλαγής - exchange effect [51]. Στην ουσία, η υποβάθμιση του μποζονικού χαρακτήρα των εξιτονίων από το phase space filling effect και από exchange effect μπορεί να φανεί από τον υπολογισμό του εξιτονικού μεταθέτη στη βάση των ηλεκτρονίων και των οπών. Αυτό οδηγεί στη σχέση:

$$[b_k, b_k^\dagger] \simeq 1 - O(n \cdot \alpha_B^2) \quad (3.20)$$

Ως εκ τούτου, τα εξιτόνια μπορούν να θεωρηθούν ως σύνθετα μποζόνια όσο ισχύει η σχέση:

$$n \cdot \alpha_B^2 \ll 1 \quad (3.21)$$

Η ενεργός πυκνότητα που καθορίζει το όριο, πάνω από το οποίο τα εξιτόνια δεν μπορούν να θεωρηθούν μποζόνια αποκαλείται πυκνότητα κορεσμού (saturation density) και σύμφωνα με [51], μπορεί να εκφραστεί ως:

$$n_{sat} = \frac{0.117}{\pi \cdot \alpha_B^2} \quad (3.22)$$

Από τα παραπάνω γίνεται εμφανές ότι τα εξιτόνια είναι πιο σταθερά σε υλικά με μεγάλο ενεργειακό χάσμα, όπου η εξιτονική ακτίνα Bohr είναι μικρότερη. Πιο συγκεκριμένα, τα CdTe QWs πλεονεκτούν για μελέτη φαινομένων υψηλής συγκέντρωσης έναντι των GaAs QWs:

$$n_{sat}^{CdTe} \simeq 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \quad (3.23)$$

ενώ

$$n_{sat}^{GaAs} \simeq 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \quad (3.24)$$

Το phase space filling effect και το exchange effect μειώνουν την ενέργεια δέσμευσης του εξιτονίου (και αυξάνουν την ακτίνα Bohr), το οποίο μπορεί να περιγραφεί μέσω της εξάρτησης της διηλεκτρικής σταθεράς από την πυκνότητα [53]:

$$\varepsilon(n) = \frac{\varepsilon(0)}{1 - \frac{n}{2n_{sat}}} \Rightarrow E_{XB}(N) = E_{XB}(0) \left(1 - \frac{n}{2n_{sat}}\right)^2 \quad (3.25)$$

Το screening effect είναι ένας άλλος μηχανισμός που έχει επίδραση στην ενέργεια σύνδεσης του εξιτονίου καθώς αυξάνεται η πυκνότητα. Εμφανίζεται εξαιτίας της εξασθένησης της έλξης ηλεκτρονίου-οπής υπό την παρουσία των άλλων φορέων. Εκτιμάται ότι σε συστήματα 2D, που αποτελούν και την περίπτωση αυτής της διατριβής, η επίδραση του screening είναι λιγότερο σημαντική σε σχέση με το phase space filling και το exchange effect [51]. Συνοψίζοντας, μπορούμε να πούμε ότι αυξάνοντας την πυκνότητα το εξιτόνιο καταστρέφεται: ο μποζονικός χαρακτήρας του και το oscillator strength του υποβαθμίζονται. Η εξασθένιση (bleaching) της εξιτονικής μετάβασης λαμβάνει χώρα.

Τα εξιτόνια δεν αλληλεπιδρούν μόνο μέσω των φερμιονικών συστατικών τους αλλά μπορούν και να συγκρουστούν μεταξύ τους. Η σκέδαση εξιτονίου-εξιτονίου είναι ζωτικής σημασίας για τη συμπύκνωση των πολαριτονίων. Επίσης τα εξιτόνια αλληλεπιδρούν με το πλέγμα με συνέπεια τη σκέδαση εξιτονίου-φωτονίου. Μπορούν επίσης να εντοπιστούν χωρικά από την παρουσία χρυσταλλικών ατελειών (disorder) στην ετεροδομή.

Physical constants	Atomic gases	Excitons	Polaritons
Effective mass $m^*[m_e]$	10^3	10^{-1}	10^{-5}
Bohr Radius α_B [nm]	10^{-2}	10	10
Particle spacing [nm]	10^2	10	10^3
Critical Temperature [K]	$10^{-9} - 10^{-6}$	$10^{-3} - 1$	1 - 300
Thermalization Time [ps]	10^9	10^1	1 - 10
Lifetime [ps]	10^{12}	10^3	1 - 10

Πίνακας 3.1: Σύγκριση φυσικών παραμέτρων για BEC σε ατομικά αέρια, εξιτόνια και πολαριτόνια [54].

Οι παραπάνω παρατηρήσεις καθιστούν σαφές ότι ένα εξιτονικό αέριο είναι πολύ διαφορετικό από ένα ιδανικό αέριο Bose: τα εξιτόνια υπόκεινται σε διάφορες αλληλεπιδράσεις. Οι αλληλεπιδράσεις αυτές διαδραματίζουν καθοριστικό ρόλο σε υψηλές πυκνότητες, οι οποίες χρειάζονται για BEC. Οι δυσκολίες για εμφάνιση εξιτονικού BEC συνοψίζονται σε διάφορες παραμέτρους που εμφανίζονται στον Πίνακα 3.1, όπου συγκρίνονται με τις αντίστοιχες παραμέτρους στα ατομικά συστήματα. Είναι εμφανές ότι παρόλη τη μικρή εξιτονική μάζα, ο μποζονικός εκφυλισμός χρειάζεται πυκνότητα που πλησιάζει την πυκνότητα κορεσμού στο όριο της οποίας η μποζονική προσέγγιση παύει να υφίσταται. Τέλος, τα εξιτόνια δεν είναι τόσο σταθερά σωματίδια και μετατρέπονται σε φωτόνια μέσα στον ακτινοβολητικό χρόνο ζωής τους, ο οποίος είναι της τάξης των 10^{-9} sec . Αυτό εγείρει το ερώτημα του κατά πόσο μέσα στον χρόνο ζωής τους μπορούν να χαλαρώσουν ενεργειακά και να καταλήξουν στη θεμελιώδη κατάσταση ώστε να δημιουργήσουν συμπύκνωμα. Ομοίως υπάρχει το ερώτημα αν οι διαδικασίες σκέδασης είναι αρκετά γρήγορες για την επίτευξη αποτελεσματικής ενεργειακής χαλάρωσης (energy relaxation) και έτσι να υπάρξει προσέγγιση της θερμοδυναμικής πτυχής του BEC. Για τον λόγο αυτό, τα υπό μελέτη με οπτικές μεθόδους εξιτονικά συστήματα είναι πάντα ανοιχτά συστήματα (open systems): τα εξιτόνια δημιουργούνται συνεχώς από οπτική διέγερση και στη συνέχεια αποδιεγείρονται εκπέμποντας φωτόνια.

Στο σημείο αυτό θα θέλαμε να επισημάνουμε ότι το BEC δεν χρειάζεται ούτε θερμική ισορροπία, ούτε και το σύστημα σε στάσιμη κατάσταση (steady state) [47]. Επίσης όσο για το θέμα του thermalization, δεν απαιτεί ενεργειακή ισορροπία του πλέγματος, αλλά ενεργειακή ισορροπία μεταξύ των σωματιδίων του συμπυκνώματος. Αυτό ακριβώς συμβαίνει στο ατομικό BEC, το οποίο είναι εντελώς αποκομμένο από το περιβάλλον. Πηγαίνοντας

λίγο ακόμα πιο πέρα μπορούμε να ισχυριστούμε ότι θα μπορούσε κάποιος να αποσυνδέσει τα εξιτόνια από το πλέγμα και να εμποδίσει την αποσυμφωνία που εισάγεται από τις αλληλεπιδράσεις εξιτονίου-φωνονίου. Η αυθόρμητη συμφωνία είναι πολύ περισσότερο σημαντική από την θερμική ισορροπία.

3.2.5 Δημιουργία δινών σε ένα υπερρευστό

Στη φύση, οποιαδήποτε ροή ρευστού με κλειστές δυναμικές γραμμές μπορεί να θεωρηθεί ως δίνη (vortex). Όλοι θα έχουμε παρατηρήσει δίνες, όπως αυτές που δημιουργούνται σε ένα δοχείο με νερό, το οποίο αδειάζει γρήγορα από μια τρύπα στον πυθμένα. Σε κλασικά ρευστά οι δίνες χαρακτηρίζονται από περιστροφική ροή γύρω από τον πυρήνα της δίνης, ο οποίος είναι εύκολο να εντοπιστεί λόγω της χαμηλής πυκνότητας στο σημείο εκείνο. Η περιστροφή του ρευστού περιγράφεται καλύτερα από μια ποσότητα που ονομάζεται circulation και μπορεί να πάρει οποιαδήποτε τιμή. Στα κβαντικά ρευστά, οι δίνες είναι παρόμοια αντικείμενα αλλά σε αυτή την περίπτωση η τιμή του circulation είναι κβαντισμένη. Η κβάντωση αποτυπώνεται στην φάση του κβαντικού ρευστού, η οποία μεταβάλλεται γραμμικά από το 0 ως τα ακέραια πολλαπλάσια του 2π καθώς κινούμαστε γύρω από τον πυρήνα της δίνης. Ο ακέραιος αριθμός των 2π στις ανωμαλίες της φάσης αποκαλείται φορτίο της δίνης (vortex charge). Μια από τις πιο σημαντικές παρατηρήσεις στα υπερρευστά, όπως το συμπύκνωμα Bose-Einstein, είναι η εμφάνιση κβαντισμένων δινών. Σε ατομικά συστήματα η παρατήρηση έγινε κατά την περιστροφή του υπερρευστού με laser ή με τη χρήση περιστροφικής μαγνητικής παγίδας. Σε συστήματα πολαριτονίων (μποζόνια με ισχυρές αλληλεπιδράσεις επιδεικνύοντας υπερρευστότητα, μια εντυπωσιακή εκδήλωση ροής ρευστού χωρίς τριβές καθώς περνάει ένα εμπόδιο), οι ατέλειες του πλέγματος και η εκτός ισορροπίας φύση του υπερρευστού οδηγεί στην αυθόρμητη εμφάνιση δινών. Θεωρητικά, θα περίμενε κανείς, ότι η παρατήρηση κβαντισμένων δινών σε σύστημα πολαριτονικού ρευστού θα είχε προέλθει από περιστροφή του ρευστού με κάποια πειραματικά μέσα. Όμως η αρχική παρατήρηση δινών σε πολαριτονικό συμπύκνωμα έγινε χωρίς κάποιου είδους περιστροφή [21], [55]. Σύμφωνα με τη θεωρία του Landau, το πολαριτονικό συμπύκνωμα μπορεί να υποστηρίξει διεγέρσεις (δίνες) αν η ταχύτητα της ροής του συμπυκνώματος $u_p = \hbar k_{\parallel}/m^*$ ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή, την ταχύτητα του ήχου στο συμπύκνωμα

$$c_s = \sqrt{\frac{\hbar g |\Psi|^2}{m^*}} \quad (3.26)$$

Η κρίσιμη ταχύτητα εξαρτάται από την ισχύ των αλληλεπιδράσεων πολαριτονίου - πολαριτονίου g , την ενεργό μάζα m^* , και η τιμή της μπορεί να μεταβληθεί, μεταβάλλοντας την τοπική πυκνότητα του υπερρευστού $|\Psi(x)|^2$. Έτσι αν η ταχύτητα ροής του συμπυκνώματος είναι μικρότερη της c_s , τότε περνώντας από ένα εμπόδιο συμπεριφέρεται ως υπερρευστό χωρίς την εκδήλωση σκεδάσεων. Μια άλλη εντυπωσιακή ιδιότητα ενός υπερρευστού είναι η απουσία πραγματικής περιστροφής: $\nabla \times u_p = 0$. Αυτό σηματοδοτεί ότι ένα περιστρεφόμενο υπερρευστό έχει μόνο ένα τρόπο να αποθηκεύσει περιστροφική ενέργεια, με τη δημιουργία μιας κβαντισμένης δίνης, μια ανωμαλία της φάσης στην κυματοσυνάρτηση του κβαντικού ρευστού. Στην πραγματικότητα μπορεί κανείς να εξάγει θεωρητικά, ότι είναι ενεργειακά συμφέρον για ένα υπερρευστό, να δημιουργήσει συστοιχία δινών [56]. Σε ένα πολαριτονικό συμπύκνωμα η εμφάνιση των δινών γίνεται αυθόρμητα εξαιτίας στατικών ροών προς περιοχές υψηλής διαφυγής όπως οι ατέλειες. Τέλος, αν συμπεριλάβουμε το σπιν των πολαριτονίων και τις δύο πιθανές καταστάσεις, δίνοντας έναν ακόμα βαθμό ελευθερίας στο σύστημα εκτός από τη φάση, παρατηρούμε δίνες, οι οποίες μπορούν να εμφανιστούν μόνο για μια τιμή του σπιν και ονομάζονται half vortices [21].

3.2.6 Συμπύκνωμα πολαριτονίων (Polariton Condensation)

Τα πολαριτόνια, ως σύνθετα μποζόνια με όχι μόνο φερμιονικά αλλά και φωτονικά συστατικά, αποτελούν ένα μοναδικό σύστημα για μελέτη της κβαντικής ηλεκτροδυναμικής σε κοιλότητες (QED) αλλά και της φυσικής πολλών σωματιδίων. Διάφορες κβαντικές φάσεις έχουν προβλεφθεί για τα πολαριτόνια, συμπεριλαμβανομένου του BEC και της υπερρευστότητας. Σε σύγκριση με άλλα συστήματα, στα οποία μπορεί να λάβει χώρα BEC, όπως τα ατομικά αέρια και τα εξιτόνια, τα πολαριτόνια έχουν διαφορετικής κλίμακας χαρακτηριστικά όπως, η ενέργεια, ο χρόνος και το μέγεθος (Πίνακας 3.1). Εκτός του ότι αποτελούν ένα ποιοτικά διαφορετικό σύστημα για μελέτη θεμελιωδών φαινομένων της φυσικής, τα πολαριτόνια προσφέρουν αρκετά μοναδικά πλεονεκτήματα για μελέτη του BEC. Αρχικά, η κρίσιμη θερμοκρασία του πολαριτονικού συμπυκνώματος έχει εύρος από μερικά Kelvin μέχρι και υψηλότερη της θερμοκρασίας δωματίου και βρίσκεται τέσσερις τάξεις υψηλότερα από αυτήν των εξιτονίων και οκτώ από αυτήν των ατομικών συστημάτων. Το πλεονέκτημα αυτό προέρχεται από την πολύ μικρή ενεργό μάζα τους που βασίζεται στην ανάμιξη με τα φωτόνια της κοιλότητας. Από πειραματικής σκοπιάς τα συστήματα πολαριτονίων χαρακτηρίζονται ως ιδιαίτερα προσβάσιμα συστήματα καθιστώντας τη μελέτη τους

ιδιαίτερα απλή. Τα πολαριτόνια, με συγκεκριμένο κυματόνισμα, που βρίσκονται μέσα στον κρύσταλλο είναι συνδεδεμένα άμεσα με τα εξερχόμενα του κρυστάλλου φωτόνια, αφού τα τελευταία έχουν την ίδια ενέργεια και κυματόνισμα, καθώς διαδίδονται σε γωνία θ από τη διεύθυνση της ανάπτυξης. Σαν αποτέλεσμα οι ιδιότητες τους μπορούν να μετρηθούν με τις συνήθεις οπτικές πειραματικές τεχνικές, οι οποίες παρέχουν πληροφορίες σχετικά με την σχέση διασποράς ενέργειας - κυματόνισματος, με τον πληθυσμό τους καθώς και την κατανομή τους στις διάφορες ενεργειακές καταστάσεις. Αντιστρόφως, τα πολαριτόνια μπορούν εύκολα να διεγερθούν, είτε με μη-συντονισμένη (non-resonant excitation), είτε με συντονισμένη (resonant excitation) οπτική διέγερση, μεταβάλλοντας τη γωνία και την ενέργεια της δέσμης του φωτός. Το πιο σημαντικό εμπόδιο ενάντια στην μετάβαση φάσης στα στερεά, είναι η αναπόφευκτη δημιουργία δομικών ατελειών. Με την σύνθεση των εξιτονίων με τα φωτόνια της κοιλότητας, παρατηρείται διευρυμένη συμφωνία στα συστήματα πολαριτονικών μικροκοιλιοτήτων, με τα επιζήμια αποτελέσματα από τις ατέλειες να μειώνονται σημαντικά. Ο κορεσμός και το phase space filling effect αποτελούν ένα επιπλέον εμπόδιο για την παρατήρηση BEC σύνθετων μποζονίων στα στερεά. Για την αντιμετώπισή τους μπορούμε να εισάγουμε στις μικροκοιλιοτήτες πολλαπλά χβαντικά πηγάδια, που θα έχουν ως αποτέλεσμα την κατανομή της πυκνότητας των εξιτονίων για μια δεδομένη πυκνότητα πολαριτονίων: $n_x^{QW} = n_{LPB}/N_{QW}$ όπου N_{QW} είναι ο αριθμός των χβαντικών πηγαδιών.

Η κυριότερη πρόκληση για την πραγματοποίηση θερμοδυναμικής μετάβασης φάσης και αυθόρμητης συμφωνίας ήταν πάντα η αποτελεσματική ενεργειακή χαλάρωση των 'ζεστών' ενεργειακά φορέων. Αυτό συμβαίνει για σύνθετα σωματίδια με σχετικά μικρό χρόνο ζωής, όπως τα εξιτόνια και τα πολαριτόνια στα στερεά. Η μικρή ενεργός μάζα και κατά συνέπεια η μικρή πυκνότητα καταστάσεων των πολαριτονίων έρχεται να βοηθήσει στην περίπτωση μας. Εξαιτίας της μικρής πυκνότητας καταστάσεων, είναι σχετικά εύκολος να επιτευχθεί ο χβαντικός εκφυλισμός των πολαριτονίων χαμηλής ενέργειας. Έτσι το μποζονικό final state stimulation effect λαμβάνει χώρα, το οποίο επιταχύνει την ενεργειακή χαλάρωση των πολαριτονίων. Τέλος, το σύστημα της μικροκοιλιοτήτας έχει δύο πολύ χρήσιμες μεταβλητές παραμέτρους: τον αριθμό των χβαντικών πηγαδιών N_{QW} και τον αποσυντονισμό του cavity mode και του εξιτονίου Δ . Για παράδειγμα, ο αριθμός των QWs μεταβάλλει την ισχύ της σύζευξης μεταξύ εξιτονίου και φωτονίου $\Omega \sim \sqrt{N_{QW}}$ καθώς και τον ρυθμό σκέδασης πολαριτονίου-πολαριτονίου $\sim n_x N_{QW}$. Ο αποσυντονισμός Δ είναι πολύ εύκολο να μεταβληθεί εξαιτίας του κατασκευαστικά μεταβλητού πάχους της κοιλότητας κατά

μήκος του δείγματος. Η μεταβολή του Δ , στην ουσία μεταβάλλει την εξιτονική και φωτονική συνιστώσα των πολαριτονίων, με αποτέλεσμα την μεταβολή της σχέσης διασποράς και τους χρόνους ζωής των φορέων. Αυτό έχει επίπτωση στην ενεργειακή εξισορρόπηση και θερμοποίηση των φορέων του κάτω πολαριτονικού κλάδου (LPB). Ιστορικά, μετά την ιδιαίτερα ελκυστική πρόταση των Imamoglu et al [7] για τη δημιουργία πολαριτονικού laser, μιας διάταξης που θα λειτουργεί ως εκπομπός laser χωρίς την ικανοποίηση της συνθήκης αναστροφής πληθυσμών, η ερευνητική κοινότητα έστρεψε το ενδιαφέρον της για την επίτευξη πολαριτονικού BEC. Η παρουσία του ισχυρού bottleneck που εμπόδιζε την χαλάρωση των πολαριτονίων προς τη χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη με $k = 0$, απέτρεψε τους ισχυρισμούς για BEC σε συστήματα GaAs, καθώς οι μη γραμμικότητες που παρατηρήθηκαν δεν μπορούσαν να αποδοθούν στον χαρακτήρα του bosonic final state stimulation. Οι προσπάθειες που ακολούθησαν για αύξηση της κατάληψης, συνήθως οδηγούσαν στην αύξηση της πυκνότητας των εξιτονίων σε τιμές όπου το screening των εξιτονίων γινόταν ιδιαίτερα ισχυρό, με αποτέλεσμα την καταστροφή των εξιτονίων και τη δημιουργία νέφους ηλεκτρονίων και οπών. Τελικά παρατηρήθηκε πολαριτονικό BEC σε CdTe μικροκοιλότητες [16]. Το σύστημα αυτό παρείχε υψηλότερη πυκνότητα κορεσμού εξαιτίας της μεγαλύτερης ενέργειας δέσμευσης, σε σύγκριση με τα συστήματα GaAs.

Ύστερα από αυτό το αξιοσημείωτο επίτευγμα, το συμπύκνωμα πολαριτονίων άρχισε να μελετάται πιο διεξοδικά. Οι περισσότερες πειραματικές παρατηρήσεις [16], [57], [58], επιδείκνυαν φασματικό στένεμα του εύρους γραμμής και δημιουργία τάξης μεγάλης κλίμακας. Παρόλα αυτά, έφεραν στο φως ομοιότητες με στοιχεία του καθαρού φωτονικού laser [59]. Η θεωρία προέβλεπε το αυθόρμητο σπάσιμο της συμμετρίας σε συμπύκνωμα που είχε δημιουργηθεί με μη-συντονισμένη διέγερση (non-resonantly). Στην περίπτωση των πολαριτονίων, θα πρέπει να εκδηλωθεί με την πολύ καλά καθορισμένη γραμμικά πολωμένη εκπομπή του συμπυκνώματος [60], [61], [62], η οποία θα επιλέγεται αυθόρμητα από την κρυσταλλογραφική διεύθυνση του συστήματος [63]. Τέτοιου είδους αυθόρμητα επιλέξιμη πολωμένη εκπομπή έχει αναφερθεί σε πολαριτονικό συμπύκνωμα σε θερμοκρασία δωματίου και πραγματοποιήθηκε σε σύστημα bulk GaN μικροκοιλότητας [64]. Ένα επιπλέον χαρακτηριστικό που ξεχωρίζει ένα συμπύκνωμα Bose-Einstein από αλληλεπιδρώντα πολαριτόνια και ένα συμπύκνωμα από μη αλληλεπιδρώντα φωτόνια (laser), είναι η παρατήρηση ιδιοτήτων υπερρευστού σε πολαριτονικό συμπύκνωμα [65], [66]. Η υπερρευστότητα εκδηλώνεται μέσω της δημιουργίας μη περιστρεφόμενου υγρού όπως έχουμε αναφέρει παραπάνω. Υπερρευστότητα σε συμπύκνωμα πολαριτονίων στο πλαίσιο της «ροής χωρίς

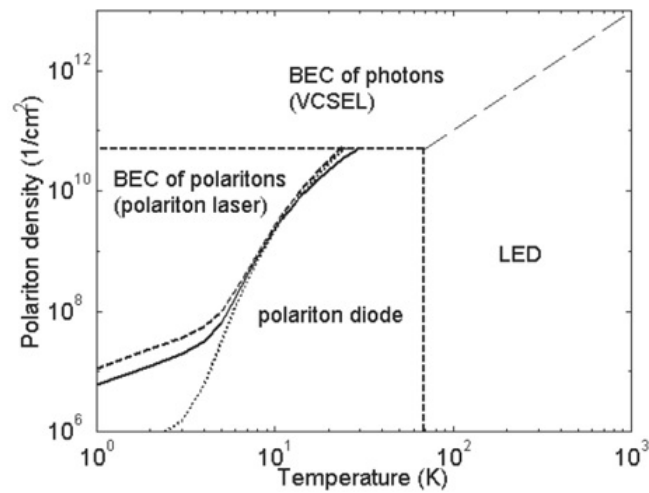
τριβές» έχει επιτευχθεί, εστιαζόμενο σε ιδιότητες σκέδασης ενός κινούμενου πολαριτονικού υγρού συνυπολογίζοντας ένα τοπικό φράγμα δυναμικού [19],[20]. Η απευθείας ένδειξη του πολαριτονικού υπερρευστού εμπεριέχει παρατηρήσεις χβαντικών δινών εντοπισμένων σε ατέλειες δυναμικού [21] και συζευγμένου ζεύγους δίνης - αντιδίνης (vortex-antivortex pair) πεπερασμένου πολαριτονικού συμπυκνώματος [67].

Τα πολαριτόνια, όντας δυο διαστάσεων σύνθετα σωματίδια, δεν θα μπορούσαν να παρουσιάσουν αυστηρώς ορισμένη BEC μετάβαση φάσης. Ο χωρικός εντοπισμός των πολαριτονίων σε φωτονικές ατέλειες (photonic disorder) στις οπτικές κοιλότητες επιτρέπει την τοπική συμπύκνωση τους ή την ονομαζόμενη μετάβαση φάσης κατά Kosterlitz-Thouless προς την υπερρευστότητα (όπως έχουμε αναφέρει και νωρίτερα στο κεφάλαιο αυτό). Το μέγεθος του πολαριτονικού σύννεφου είναι πεπερασμένο και η πλήρης συμφωνία και η μακροσκοπική πληθυσμιακή κατάληψη μιας μονής χβαντικής κατάστασης μπορεί να επιτευχθεί. Αξίζει να γίνει σαφές ότι το πολαριτονικό συμπύκνωμα διαφέρει αρκετά από την πρόταση του Einstein: το πολαριτονικό αέριο διαφέρει αρκετά από το ιδανικό αέριο Bose και οι αλληλεπιδράσεις παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο. Σε αυτό το ανοιχτό σύστημα, τα πολαριτόνια διαφεύγουν από τη μικροκοιλότητα σε χρονικό διάστημα όσο και ο πολύ μικρός χρόνος ζωής τους ($10 - 12ps$), καθιστώντας απαραίτητη τη συνεχή διέγερση με σκοπό την εξισορρόπηση των ακτινοβολητικών απωλειών. Οι υπόλοιπες διαφορές που αυξάνουν την πολυπλοκότητα γεννιούνται μέσα από την μείωση των διαστάσεων, το πεπερασμένο μέγεθος και τις ενδογενείς κατασκευαστικές ατέλειες. Παρόλα αυτά, σύμφωνα με τα πειραματικά δεδομένα, η συσσώρευση μεγάλου πληθυσμού στη θεμελιώδη κατάσταση είναι εφικτή.

3.2.7 Κρίσιμη πυκνότητα για 2D πολαριτόνια

Τα πολαριτόνια των μικροκοιλοτήτων, ως 2D σύστημα δεν προβλέπεται να παρουσιάζει μετάβαση BEC σε πεπερασμένη θερμοκρασία στο θερμοδυναμικό όριο. Σε 2D συστήματα μπορεί να έχουμε BEC αν το σύστημα είναι πεπερασμένου μεγέθους όπως ισχύει και στην παρούσα διατριβή. Στο Σχήμα 3.2 παρουσιάζεται το διάγραμμα φάσης των πολαριτονίων σε συστήματα GaAs, σύμφωνα με [38].

Η συμπαγής γραμμή αντιστοιχεί στην κρίσιμη συγκέντρωση για μετάβαση φάσης KT. Οι διακεκομμένες γραμμές περιγράφουν το προσεγγιστικό όριο της ισχυρής σύζευξης, που προέρχεται από εξιτονικό screening μέσω νέφους ηλεκτρονίων και οπών (οριζόντια) ή



Σχήμα 3.2: Η κάθετη και η οριζόντια διακεκομμένη γραμμή δείχνουν τα όρια της ισχυρής σύζευξης που επιβάλλονται από τη θερμική διεύρυνση της φασματικής γραμμής του εξιτονίου και το screening αντίστοιχα. Οι συμπαγείς γραμμές περιγράφουν την κρίσιμη συγκέντρωση N_c συναρτήσει της θερμοκρασίας της μετάβασης φάσης κατά KT . Οι πάνω και κάτω διακεκομμένες γραμμές δείχνουν την κρίσιμη συγκέντρωση N_c για ημισυμπύκνωση σε συστήματα μεγέθους $100\mu m$ και ενός μέτρου αντίστοιχα. Η λεπτή διακεκομμένη γραμμή (πάνω δεξιά) συμβολίζει το όριο μεταξύ της λειτουργίας ως VCSEL και ως LED [38].

από διεύρυνση της εξιτονικής γραμμής εξαιτίας της αύξησης της θερμοκρασίας (κάθετη). Κάτω από την κρίσιμη πυκνότητα η μικροκοιλότητα λειτουργεί ως LED, ενώ για τιμές μεγαλύτερες λειτουργεί σαν VCSEL.

3.2.8 Σύγκριση laser πολαριτονίων laser φωτονίων

Μια πολύ συχνή ερώτηση σχετικά με το συμπύκνωμα πολαριτονίων και το πολαριτονικό laser είναι: ποια είναι τα φυσικά χαρακτηριστικά που κάνουν το πολαριτονικό laser να διαφέρει από το συμβατικά lasers φωτονίων σε VCSEL δομές; Η ερώτηση είναι εύλογη διότι και στα δύο συστήματα παρατηρούμε σύμφωνη εκπομπή από μια μικροκοιλότητα που διεγείρεται οπτικά, με το ενεργό μέσο (QWs) να είναι τοποθετημένο μέσα στην κοιλότητα. Στη συνέχεια θα γίνει μια προσπάθεια να τονιστούν οι διαφορές των δυο συστημάτων.

Ο γενικότερος μηχανισμός λειτουργίας ενός συμβατικού ημιαγωγικού laser βασίζεται στην συνθήκη της αναστροφής πληθυσμών που λαμβάνει χώρα στο ενεργό υλικό μέσω της εξωτερικής διέγερσης του. Με την αύξηση της πυκνότητας και τη μετακίνηση των quasifermi levels, τελικά επιτυγχάνουμε την ικανοποίηση της συνθήκης για gain ($F_c - F_v > E_c - E_v$). Σε αυτές τις συνθήκες, ο ρυθμός αυθόρμητης εκπομπής (spontaneous emission) αρχίζει να υποβαθμίζεται σε σχέση με την εξαναγκασμένη εκπομπή (stimulated emission) που αρχίζει και λαμβάνει χώρα. Σε αντίθεση με την αυθόρμητη εκπομπή, η εξαναγκασμένη εκπομπή οδηγεί στη δημιουργία πανομοιότυπων φωτονίων με ίδια χαρακτηριστικά συμπεριλαμβανομένης της ενέργειας, της φάσης, της πόλωσης και της διεύθυνσης διάδοσης. Ο αριθμός των φωτονίων αρχίζει και μεγαλώνει και κατά συνέπεια έχουμε ενίσχυση, βάσει της θετικής ανάδρασης που προσφέρει η οπτική κοιλότητα. Ένα μέρος του ενισχυμένου, σύμφωνου φωτός εξέρχεται και ανιχνεύεται εξωτερικά της κοιλότητας. Ένα τέτοιο κοινό laser λειτουργεί στην περιοχή της ασθενούς σύζευξης. Στην περίπτωση του συμβατικού laser έχουμε να διαχειριστούμε ένα καθαρά ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Τα φωτόνια δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους.

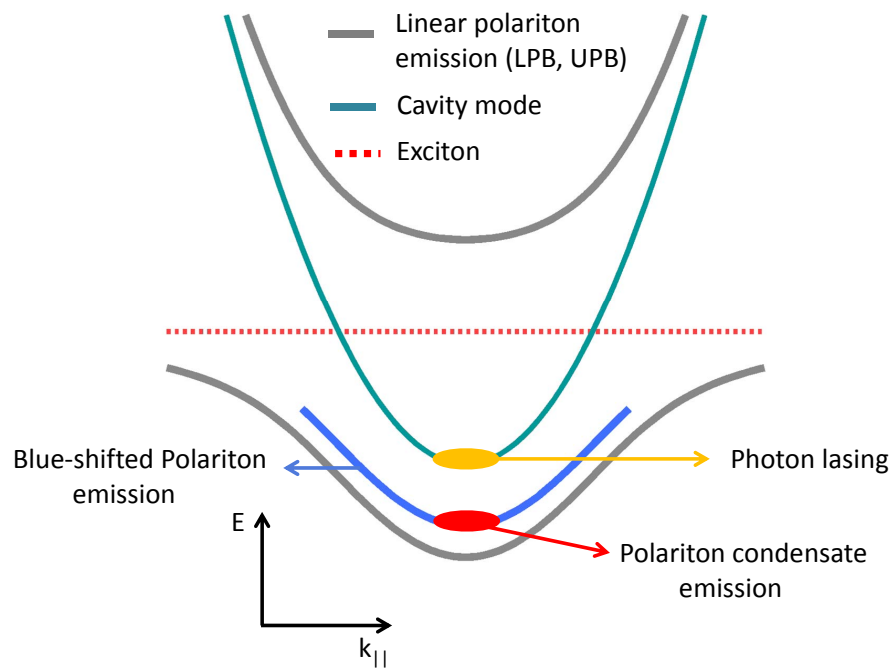
Από την άλλη πλευρά έχουμε τα πολαριτόνια: μια μεικτή κατάσταση μεταξύ φωτονίων και εξιτονίων σε κβαντικά πηγάδια. Λόγω της ισχυρής αλληλεπίδρασης ύλης και φωτός, τα πολαριτόνια μοιράζονται ιδιότητες των φωτονίων και των εξιτονίων ταυτόχρονα. Ο σχηματισμός τους από μποζόνια, τους δίνει χαρακτηριστικά μποζονίων στα όρια που έχουμε αναφέρει νωρίτερα στο κεφάλαιο αυτό. Βάσει της φωτονικής τους συνιστώσας, η μάζα τους γίνεται ιδιαίτερα μικρή, με αποτέλεσμα ο μποζονικός εκφυλισμός, η προέλευση της

συμπύκνωσης, να επιτυγχάνεται σε σχετικά υψηλές θερμοκρασίες και χαμηλές πυκνότητες. Παράλληλα, η εξιτονική συνιστώσα στην κυματοσυνάρτηση του πολαριτονίου εισάγει τις αλληλεπιδράσεις στο πολαριτονικό αέριο. Η ύπαρξη των αλληλεπιδράσεων αποτελεί κατά κύριο λόγο την διαφοροποίηση μεταξύ φωτονικού και πολαριτονικού laser. Επιπλέον, η ισχύς των αλληλεπιδράσεων μπορεί να διαμορφωθεί από την αλλαγή στο detuning, αλλάζοντας την ισορροπία της φωτονικής και εξιτονικής συνεισφοράς.

Οι ιδιότητες των πολαριτονίων που βασίζονται στην συμφωνία επηρεάζονται ιδιαίτερα από τις αλληλεπιδράσεις πολαριτονίου-πολαριτονίου και πολαριτονίου-εξιτονίου (της δεξαμενής). Η επίδραση των αλληλεπιδράσεων μπορεί να μελετηθεί παρατηρώντας την ανακατανομή των ενεργειών στο διάγραμμα διασποράς και την εξέλιξη του εύρους γραμμής, αυξάνοντας την πυκνότητα των φορέων. Κοντά στο κατώφλι δημιουργίας του συμπυκνώματος, η ενέργεια αυξάνεται (energy blueshift) και η αποσυμφωνία (εκδηλώνεται με τη διεύρυνση πλάτους γραμμής της χαμηλότερης πολαριτονικής κατάστασης) αυξάνεται με την αύξηση της πυκνότητας των εξιτονίων. Η συσχέτιση αυτή δείχνει ότι τα εξιτόνια της δεξαμενής αλληλεπιδρούν με τα πολαριτόνια κοντά στη θεμελιώδη κατάσταση. Περνώντας το κατώφλι του συμπυκνώματος, παρατηρείται ο αυθόρμητος σχηματισμός μακροσκοπικής συμφωνίας φάσης. Η αύξηση του χρόνου συμφωνίας είναι συμβατή με τη μείωση του εύρους γραμμής της εκπομπής. Όμως η ύπαρξη των αλληλεπιδράσεων στο σύστημα οδηγεί σε αποσυμφωνία. Οι παραπάνω παρατηρήσεις δείχνουν ότι οι αλληλεπιδράσεις, λόγω της εξιτονικής συνιστώσας, προσδίδουν σημαντικές διαφορές μεταξύ του φωτονικού και πολαριτονικού laser.

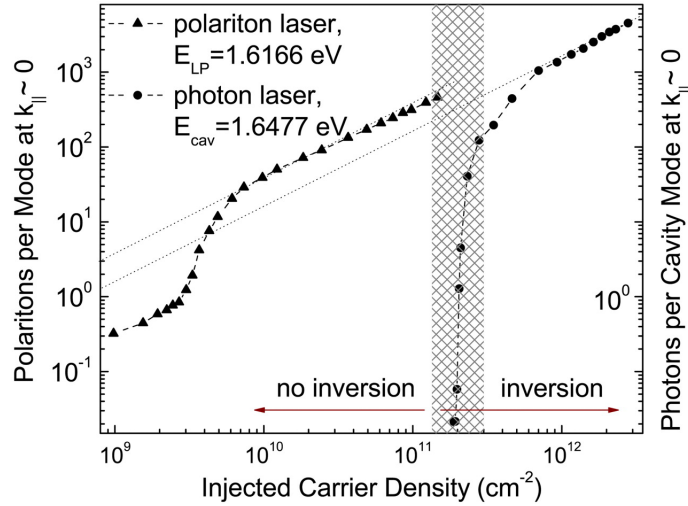
Μια άλλη σημαντική διαφορά μπορούμε να εξάγουμε αναλύοντας τη φυσική προέλευση της σύμφωνης εκπομπής στα δυο συστήματα.

Στην περίπτωση του πολαριτονικού laser, η εμφάνιση της σύμφωνης εκπομπής ξεκινά τη στιγμή που η κατάληψη της θεμελιώδους στάθμης γίνεται μεγαλύτερη από τη μονάδα. Αυτό επιτυγχάνεται όταν ο ρυθμός πληθυσμιακής κατάληψης είναι μεγαλύτερος από το ρυθμό εκπομπής. Σε αυτές τις συνθήκες η ενεργειακή χαλάρωση των φορέων προς τη θεμελιώδη στάθμη γίνεται εξαναγκασμένη (bosonic final state stimulation). Παρόλα αυτά η εκπομπή από το συμπύκνωμα, μέσω της διαρροής φωτονίων από τη μικροκοιλότητα, είναι ακόμα αυθόρμητη και δίνεται από το χρόνο ζωής των πολαριτονίων. Έτσι η συνθήκη αναστροφής πληθυσμών δεν είναι απαραίτητη για το πολαριτονικό laser. Το συμπύκνωμα συμβαίνει πάντα για την ίδια ολική πυκνότητα φορέων στο σύστημα, όταν ο ρυθμός



Σχήμα 3.3: Απεικόνιση κύριων μηχανισμών lasing που μπορούν να λάβουν χώρα σε μία μικροκοιλότητα βάσει του διαγράμματος διασποράς του συστήματος. Το φωτονικό laser (κίτρινο) προέρχεται από το ασύζευκτο cavity mode υπό το καθεστώς της ασθενούς σύζευξης ενώ το πολαριτονικό laser προέρχεται από την εκπομπή του πολαριτονικού συμπυκνώματος που σχηματίζεται στο blue-shifted LPB (κόκκινο).

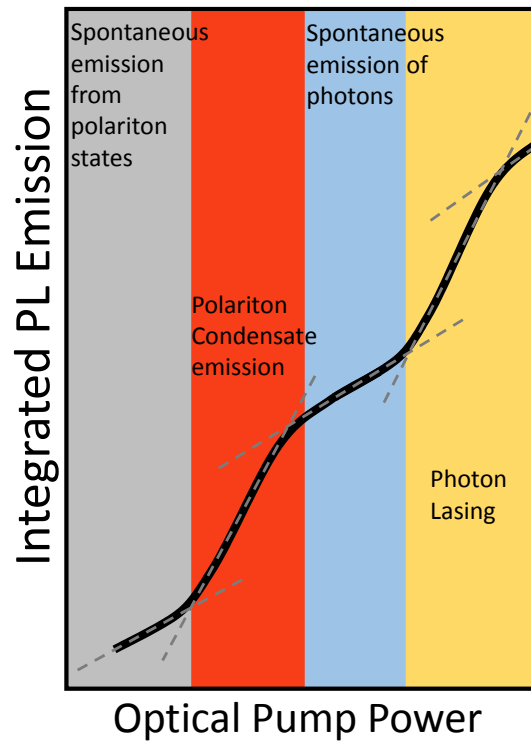
σκέδασης πολαριτονίου-εξιτονίου υπερβαίνει τις ακτινοβολούσες απώλειες. Η συμπεριφορά αυτή έρχεται σε πλήρη αντίθεση με αυτές που έχουν παρατηρηθεί στα VCSELs, που λειτουργούν σε ασθενή σύζευξη. Σε αυτά, η δράση laser οφείλεται στην επανασύνδεση του πλάσματος ηλεκτρονίων - οπών στο ενεργό υλικό.



Σχήμα 3.4: Διαγράμμα απεικόνισης του αριθμού των πολαριτονίων ανα κατάσταση συναρτήσει της πυκνότητας φορέων για ένα πολαριτονικό laser (τρίγωνα) και για ένα φωτονικό laser (κύκλοι) αντίστοιχα. Η γκρι ζώνη περιγράφει την πυκνότητα για αναστροφή πληθυσμού [25].

Πειραματικά η διάκριση των δύο περιοχών λειτουργίας μπορεί να γίνει από την ενεργειακή θέση από όπου προέρχεται η εκπομπή του σύμφωνου φωτός. Στο Σχήμα 3.3 απεικονίζονται οι διάφοροι μηχανισμοί εκπομπής που μπορούν να εμφανιστούν σε μια μικροκυλιότητα. Η σύμφωνη εκπομπή που προέρχεται από το ασύζευκτο cavity mode είναι αμιγώς φωτονική και αποκαλείται photon lasing και παρατηρείται σε όλες τις διατάξεις των VCSELs. Αντίθετα, η εκπομπή από πολαριτονικές καταστάσεις και ιδιαίτερα η ύπαρξη του ενεργειακού blueshift του LPB (η προέλευση του οποίου αναλύεται στο επόμενο υποκεφάλαιο) αποτελεί ένδειξη ότι υπάρχει ισχυρή σύζευξη στο σύστημα. Έτσι το πολαριτονικό συμπύκνωμα μπορεί να διαχωριστεί από το photon lasing εαν η εκπομπή του προέρχεται από την καμπύλη του blueshifted LPB. Η διαφορά μπορεί να γίνει δυσδιάκριτη σε συνθήκες αρκετά αρνητικού detuning όπου η φωτονική συνιστώσα του LPB είναι αρκετά μεγάλη και έτσι η ενέργεια του προσεγγίζει αρκετά αυτήν του cavity mode.

Τέλος, μια άλλη διαφορά που υπάρχει μεταξύ του πολαριτονικού και του φωτονικού laser γίνεται εμφανής κατά τη μετάβαση από το ένα σύστημα στο άλλο. Το κατώφλι λειτουργίας για το πολαριτονικό laser, σύμφωνα με τη θεωρία, πρέπει να είναι δύο τάξεις



Σχήμα 3.5: Καμπύλη ολοκληρωμένης έντασης PL συναρτήσει της ισχύος διέγερσης υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση. Διακρίνονται οι διαφορετικοί μηχανισμοί lasing που λαμβάνουν χώρα σε ένα σύστημα μικροκοιλότητας. Η γκρι ζώνη περιγράφει την αυθόρμητη εκπομπή από τις πολαριτονικές καταστάσεις, η κόκκινη την εξαναγκασμένη σκέδαση των πολαριτονίων σε μια κατάσταση με την εκπομπή του πολαριτονικού συμπυκνώματος και η κίτρινη την εξαναγκασμένη εκπομπή φωτονίων από επανασύνδεση ηλεκτρονίων και οπών ύστερα από την αναγκαία κατάσταση αναστροφής πληθυσμών.

μικρότερο από το κατώφλι λειτουργίας του συμβατικού laser [25] ως προς την πυκνότητα φορέων του συστήματος (βλέπε Σχήμα 3.4). Η διαφορά αυτή δίνει ένα πολύ σημαντικό πλεονέκτημα στο πολαριτονικό laser, ως εκπομπός σύμφωνου φωτός με πολύ χαμηλό κατώφλι λειτουργίας. Πειραματικά, αυξάνοντας την ισχύ διέγερσης, κάποια στιγμή, η πυκνότητα των εξιτονίων γίνεται μεγαλύτερη της πυκνότητας κορεσμού και τότε έχουμε τη μετάβαση από καθεστώς ισχυρής σε καθεστώς ασθενούς σύζευξης. Στις συνθήκες αυτές παύει να υφίσταται το εξιτόνιο και η αναστροφή πληθυσμού του πλάσματος ηλεκτρονίου και οπών οδηγεί στην εμφάνιση ενός δεύτερου κατωφλίου. Τότε το σύστημα λειτουργεί ως συμβατικό laser. Τα παραπάνω μπορούν να γίνουν πιο κατανοητά αν κοιτάξουμε το Σχήμα 3.5. Στο Σχήμα 3.5 περιγράφεται η καμπύλη εισόδου-εξόδου μια μικροκοιλότητας δηλαδή η καμπύλη που αποτυπώνει τη διαμόρφωση της PL με την αύξηση της ισχύος εισόδου με τις τιμές των οποίων να είναι σε λογαριθμική κλίμακα. Το πρώτο ‘γόνατο’ στην καμπύλη αντιστοιχεί στην είσοδο του συστήματος από τη γραμμική περιοχή (λειτουργία πολαριτονικού LED) στη μη γραμμική περιοχή λειτουργίας (εμφάνιση πολαριτονικού συμπυκνώματος) όπου παρουσιάζεται η εκθετική εκπομπή της PL. Η εξαναγκασμένη σκέδαση των φορέων σε μια πολαριτονική κατάσταση επικρατεί και οδηγεί στη δημιουργία συμπυκνώματος με σημαντικό blueshift του LPB. Σε υψηλότερη ισχύ το δεύτερο ‘γόνατο’ στην καμπύλη της ολοκληρωμένης έντασης εξόδου αντιστοιχεί στην εμφάνιση του photon lasing. Στην περιοχή αυτή η εκπομπή εξακολουθεί να είναι σύμφωνη αλλά προέρχεται από το cavity mode. Το σύστημα έχει περάσει πλέον σε καθεστώς ασθενούς σύζευξης εξαιτίας της αποσύνθεσης του εξιτονίου και έχουμε εκπομπή φωτονικού laser από εξαναγκασμένη εκπομπή της ακτινοβολητικής επανασύνδεσης ηλεκτρονίου-οπής.

3.2.9 Μοντελοποίηση πολαριτονικών συμπυκνωμάτων

Η μιγαδική εξίσωση Ginzburg-Landau (complex Ginzburg-Landau Equation) προτάθηκε αρχικά ως φαινομενολογικό μοντέλο από τους Vitaly Ginzburg και Lev Landau το 1950, για να περιγράψει τους υπεραγωγούς τύπου-I, χωρίς να εξετάζει τις μικροσκοπικές ιδιότητες, οι οποίες πλέον είναι χρήσιμες για την περιγραφή και προσομοίωση πολλών φαινομένων όπως οι μεταβάσεις φάσης, η υπεραγωγιμότητα, η υπερρευστότητα και η συμπύκνωση Bose-Einstein. Η cGLE χρησιμοποιείται για την προσομοίωση των πολαριτονικών συμπυκνωμάτων και παρουσιάζει πολύ καλή συμφωνία με τους σχηματισμούς των συμπυκνωμάτων και τη χρονική εξέλιξη τους, ύστερα από σωστή επιλογή κάποιων

παραμέτρων. Οι υπολογισμοί που προκύπτουν από τις μελέτες των πολαριτονικών συστημάτων λαμβάνουν υπόψη τη δημιουργία δινών, το κλείδωμα φάσης, την διάδοση δινών και σολιτονίων και τις αλληλεπιδράσεις με το σπιν.

Παρόλη την πρόοδο που έχει σημειωθεί για την ικανοποιητική περιγραφή ενός πολαριτονικού συστήματος, η μοντελοποίηση του είναι αρκετά πολύπλοκη, ιδιαίτερα αν λάβει κανείς υπόψη τις συνθήκες εκτός θερμοδυναμικής ισορροπίας ενός τέτοιου συστήματος καθώς και την έντονη αλληλεπίδραση τους. Στην cGLE θα πρέπει να προστεθούν επιπλέον όροι που θα περιγράφουν τις συνθήκες συνεχούς άντλησης, αλληλεπιδράσεις με τη δεξαμενή των εξιτονίων και άλλες διεγέρσεις που λαμβάνουν χώρα στους ημιαγωγούς. Η cGLE για παράδειγμα δεν περιγράφει σε λεπτομέρεια τις διαδικασίες ενεργειακής χαλάρωσης και σκέδασης σε ένα πολαριτονικό σύστημα υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση, ούτε και τη συμπεριφορά των μη συμπυκνωμένων πολαριτονίων. Οι εξισώσεις δουλεύουν μόνο για μία μακροσκοπικά σύμφωνη κατειλημμένη κατάσταση Ψ .

3.2.10 Μιγαδική εξίσωση Ginzburg-Landau

Η εξίσωση Ginzburg-Landau (ή αλλιώς η γενικευμένη εξίσωση Gross-Pitaevskii [68]) είναι μία μη γραμμική διαφορική εξίσωση, δευτέρου βαθμού, που περιγράφει την εξέλιξη στο χρόνο ενός συμπυκνώματος Bose-Einstein με παράμετρο τάξης $\Psi(x, t)$ μέσα σε ένα περιβάλλον δυναμικού, σε θερμοκρασία $T \approx 0K$.

$$i\hbar \frac{d}{dt} \Psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + V(\vec{x})\Psi - g|\Psi|^2 - i\frac{\hbar\gamma_{pol}}{2}\Psi + iP \quad (3.27)$$

Όπως μπορεί κανείς να παρατηρήσει η παραπάνω εξίσωση περιέχει κάποιους όρους, οι οποίοι περιγράφουν τη διαφυγή των πολαριτονίων $-i\frac{\hbar\gamma_{pol}}{2}\Psi$ από το συμπύκνωμα και τη συνεχή τροφοδοσία του συστήματος $P(x, t)$. Επίσης η μη γραμμικότητα της εξίσωσης έχει την προέλευσή της στην αλληλεπίδραση μεταξύ των σωματιδίων, δηλαδή στον όρο $g|\Psi|^2$. Ο όρος της αλληλεπίδρασης περιέχει τη σταθερά g , η οποία είναι ανάλογη του μήκους σκέδασης α_s , δύο αλληλεπιδρόντων μποζονίων.

$$g = \frac{4\pi\hbar^2\alpha_s}{m} \quad (3.28)$$

Ανάλογα αν η αλληλεπίδραση είναι ελκτική ή απωστική ο όρος g είναι είτε αρνητικός είτε θετικός αντίστοιχα. Στην περίπτωση μας η αλληλεπίδραση είναι απωστική (αλληλε-

πίδραση Coulomb) οπότε $g > 0$. Η εξίσωση Ginzburg-Landau έχει εκκίνηση την προσέγγιση μέσου πεδίου, δηλαδή το γεγονός ότι σε ένα σύστημα που αποτελείται από πολλά σωματίδια, όλοι οι χβαντομηχανικοί τελεστές για τα φωτόνια και τα εξιτόνια $\Psi(x), \Psi^\dagger(x)$, οι οποίοι είναι άθροισμα των τελεστών δημιουργίας και καταστροφής $\alpha(k_{\parallel}), \alpha^\dagger(k_{\parallel})$ αντίστοιχα, μπορούν να αντικατασταθούν από τις αναμενόμενες τιμές τους $\Psi(x) = \langle \Psi(x) \rangle$. Τέλος, ανάλογα με τον τρόπο διέγερσης, χρησιμοποιείται διαφορετική προσέγγιση του όρου διέγερσης P , για συντονισμένη και μη συντονισμένη οπτική διέγερση.

3.3 Σωματιδιακές Ιδιότητες: Εντοπισμός και Διάδοση

Μέχρι τώρα έχουμε μιλήσει για πολαριτονικές καταστάσεις και τις ιδιότητες τους κυρίως μέσα από το πρίσμα της κυματικής τους φύσης περιγράφοντάς τις στο χώρο των ορμών (k -space). Όμως δεν μπορεί κανείς να μην αναφερθεί στις ισχυρές ιδιότητες που προκύπτουν από την σωματιδιακή φύση των πολαριτονίων. Για παράδειγμα δημιουργώντας ένα συμπύκνωμα σε ένα σημείο A, υπό την απουσία ατελειών και εξωτερικών δυνάμεων, μπορεί να ταξιδέψει σε ευθεία γραμμή σε ένα σημείο B χωρίς διασπορά, κάτι σαν ένα κυματοπακέτο ή μια πολαριτονική «σφαίρα» [19].

3.3.1 Blueshift potential

Γενικότερα σε ένα πολαριτονικό σύστημα, δημιουργείται ένα ενεργειακό τοπίο κατά μήκος του επιπέδου κίνησης το οποίο διαμορφώνεται συνδυαστικά από αρκετούς παράγοντες. Οι παράγοντες διαμόρφωσης είναι η ύπαρξη ενδογενών ατελειών του κρυστάλλου, η κλίση του detuning λόγω μεταβλητού μήκους της κοιλότητας (όπως έχει αναφερθεί στο Κεφ. 2), το κατασκευαστικό σχήμα της διάταξης (που εισάγει επιπλέον χωρικό εντοπισμό είτε με τη δημιουργία mesas, είτε καναλιών, είτε micropillars), η εφαρμογή ηλεκτρικού ή μαγνητικού πεδίου και η διαμόρφωση με εισαγωγή μηχανικής τάσης (strain). Μετά τη δημιουργία πολαριτονικού συμπυκνώματος στο σύστημα, το συμπύκνωμα θα εντοπιστεί ή θα μετακινηθεί στον πραγματικό χώρο σύμφωνα με το διαμορφωμένο ενεργειακό τοπίο. Όμως υπάρχει ένας άλλος επιπλέον παράγοντας που προκαλεί ισχυρή διαμόρφωση του ενεργειακού τοπίου και προέρχεται από τις ισχυρές αλληλεπιδράσεις μεταξύ τους.

Οι αλληλεπιδράσεις αυτές είναι συνέπεια των ισχυρών απωστικών δυνάμεων μεταξύ των πολαριτονίων και των εξιτονίων, οι οποίες προκαλούν αύξηση της ενέργειας του συμπυκνώματος τοπικά, φαινόμενο γνωστό ως blueshift potential. Πειραματικά, κάθε laser spot μη συντονισμένης διέγερσης, διεγείρει αρχικά ένα σύννεφο από εξιτόνια μεγάλου k_{\parallel} . Η εξιτονική δεξαμενή που δημιουργείται αποτελεί έναν κύκλο ακτίνας $r \approx 4\mu m$ περιμετρικά του πολύ εστιασμένου spot και απωθεί τον πολαριτονικό πληθυσμό, αποτελώντας έτσι την κινητήρια δύναμη της ακτινικής εξάπλωσης του συμπυκνώματος. Ένα δεύτερο φαινόμενο λαμβάνει χώρα και έχει σχέση με την αμοιβαία απώθηση μεταξύ των πολαριτονίων του συμπυκνώματος, το οποίο οδηγεί στην εξάπλωση της κυματοσυνάρτησης ώστε να καταλάβει όσο περισσότερο χώρο είναι δυνατόν, ενώ διατηρεί καλά την επικάλυψη με την περιοχή διέγερσης και αποφεύγει περιοχές με υψηλές απώλειες (ατέλειες πλέγματος). Έτσι περιμετρικά του spot διέγερσης ολόκληρο το διάγραμμα διασποράς των πολαριτονίων βρίσκεται σε υψηλότερη ενέργεια (blueshifted) εξαιτίας των απωστικών αλληλεπιδράσεων, σε σχέση με τις περιοχές χαμηλότερης πυκνότητας πολαριτονίων και εξιτονίων. Οι αλληλεπιδράσεις αυτές και το κατά συνέπεια υψηλότερο δυναμικό που παράγεται, προκαλεί επιτάχυνση της κίνησης του πολαριτονικού συμπυκνώματος, όπως θα μπορούσαμε να φανταστούμε μια μπάλα να κυλάει από την κορυφή ενός λόφου. Τα πολαριτόνια που διαφεύγουν από το σημείο διέγερσης μετατρέπουν την δυναμική τους ενέργεια σε κινητική [69], [70], [68] η οποία υπολογίζεται σύμφωνα με τη σχέση:

$$k_{\parallel} = \frac{\sqrt{2m^* \Delta E_{BS}}}{\hbar} \quad (3.29)$$

Ενώ είναι πολύ εύκολο να φανταστεί και να εξηγήσει κάποιος το blueshift potential, εντούτοις η ακριβής προέλευση του δεν είναι σαφής. Οι πειραματικές παρατηρήσεις δείχνουν ότι υπάρχουν δύο παράγοντες που συνεισφέρουν σε αυτό [71], η δεξαμενή εξιτονίων n_x (μέσω αλληλεπιδράσεων εξιτονίων-πολαριτονίων) και ο πολαριτονικός πληθυσμός $n_{pol} = |\Psi(x)|^2$ από μόνος του (μέσω αλληλεπιδράσεων πολαριτονίου-πολαριτονίου), όπου και οι δύο υπόκεινται σε απωστικές αλληλεπιδράσεις και είναι ανάλογοι με την πυκνότητα. Οπότε το συνολικό blueshift potential γίνεται:

$$V_{BS}(x) = \hbar g_x n_x + \hbar g |\Psi(x)|^2 \quad (3.30)$$

με αντίστοιχες σταθερές αλληλεπίδρασης $g_x, g > 0$. Να σημειωθεί ότι δεν υπάρχει κάποια γενικότερη συμφωνία για το ποιος παράγοντας κυριαρχεί, ενώ για καλύτερη μελέτη του blueshift potential μπορεί κάποιος να ανατρέξει στο [72].

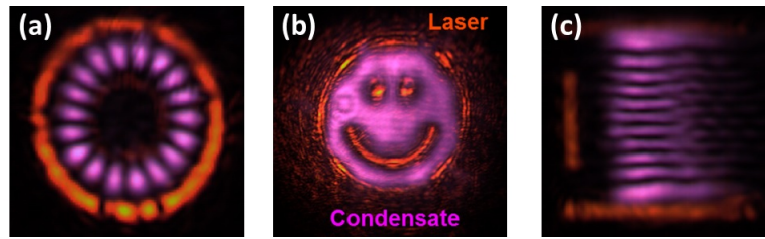
Στο Κεφ. 5 θα αναδειχθεί ο πολύ σημαντικός ρόλος που επιτελεί από την πλευρά των εφαρμογών το blueshift potential σε πειράματα που διεξήχθησαν κατόπιν συνεργασίας της ομάδας μας στο Πανεπιστήμιο Κρήτης και της ομάδας Νανοφωτονικής του Πανεπιστημίου του Cambridge.

3.3.2 Έλεγχος και παγίδευση πολαριτονικών συμπυκνωμάτων με οπτικά και κατασκευαστικά μέσα

Μια πολύ σημαντική παράμετρος που προκύπτει έχοντας δεδομένη την επιτυχή δημιουργία πολαριτονικών συμπυκνωμάτων, τόσο από την άποψη των πειραμάτων όσο και από άποψη ρεαλιστικών εφαρμογών, είναι ο έλεγχός τους. Ο έλεγχος μπορεί να αφορά, είτε την παγίδευση ενός συμπυκνώματος, είτε την κίνηση του. Η δυνατότητα αυτή θα έφερνε πιο κοντά την ανάπτυξη πολαριτονικών κυκλωμάτων λογικής. Πολλές προσπάθειες έχουν γίνει ως σήμερα με διαφορετικές προσεγγίσεις ως προς τον έλεγχο. Είτε μέσω συντονισμένης οπτικής διέγερσης, όπου δημιουργείται πολαριτονικό συμπύκνωμα με συγκεκριμένη ορμή [19], είτε μέσω επιτάχυνσης συμπυκνωμάτων από το blueshift potential υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση [29], [72] που αναφέραμε σε προηγούμενη παράγραφο, είτε μέσω της ενδογενούς κλίσης του detuning στις μικροκοιλότητες [32]. Επίσης σχεδιαστικές προσεγγίσεις κατασκευής κυματοδηγών μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον περιορισμό της κίνησης του συμπυκνώματος κατά μήκος ενός καναλιού σε αποστάσεις εκατοντάδων μικρομέτρων [29], [32]. Οι πιο καινοτόμες προσεγγίσεις κυματοδηγών επιτρέπουν την κατασκευή κατευθυντικών συνδέσμων (couplers) και συμβολόμετρων (interferometers) για τα πολαριτόνια, με λειτουργίες πύλης (μεταβολή φάσης, διακόπτες) ελεγχόμενα είτε με ηλεκτρικά (δεν έχει πραγματοποιηθεί ακόμα) είτε με οπτικά μέσα [73].

Η δημιουργία παγίδας για ένα πολαριτονικό συμπύκνωμα μπορεί να γίνει με διάφορους τρόπους. Ένας τρόπος που χρησιμοποιείται ευρέως είναι ο χωρικός εντοπισμός μέσω επεξεργασίας της διάταξης (processing) με τη δημιουργία δομών όπως τα micropillars [72], [74]. Ένας πιο σύγχρονος τρόπος, ενεργός και μεταβαλλόμενος, είναι η διαμόρφωση του ενεργειακού τοπίου και η δημιουργία οπτικής παγίδας [29], [75], [32], [72]. Με τη χρήση του blueshift potential είναι δυνατή η δημιουργία ημιδιαπερατών «τοίχων» οι οποίοι επιτρέπουν το tunneling της κυματοσυνάρτησης του συμπυκνώματος ενώ επίσης ελέγχουν το κλείδωμα φάσης [29]. Τα ενεργειακά φράγματα (energy barriers) μπορούν να έχουν τέτοιο ύψος, ώστε να δημιουργήσουν μια καλοσχηματισμένη οπτική παγίδα [75], με μόνη

παράμετρο την ισχύ του laser διέγερσης.



Σχήμα 3.6: Εικόνες PL πολαριτονικών συμπυκνωμάτων (μωβ) που σχηματίζονται από διαφορετικής γεωμετρίας spot διέγερσης. Η παρουσία διακυμάνσεων της εκπομπής μας δίνει την ένδειξη της συμφωνίας φάσης [76].

Όπως θα δούμε στο Κεφ. 5, είναι δυνατόν να κατασκευαστούν πιο σύνθετοι σχηματισμοί αλληλεπίδρασης πολαριτονικών συμπυκνωμάτων, διαμορφώνοντας κατάλληλα το σχήμα του spot διέγερσης, με τη χρήση του χωρικού διαμορφωτή φωτός (Spatial Light Modulator, SLM). Στο Σχήμα 3.6 διακρίνουμε τρεις τέτοιες περιπτώσεις διαμόρφωσης του laser spot (πορτοκαλί) με την τεχνική του SLM και την αντίστοιχη συλλεγόμενη PL από τις πολαριτονικές καταστάσεις (μωβ). Από τις διακυμάνσεις στις κυματοσυναρτήσεις των συμπυκνωμάτων μπορεί κάποιος να συμπεράνει ότι βρίσκονται σε συμφωνία.

Συμπερασματικά, η δημιουργία των blueshift potentials που προέρχονται από πολύ εστιασμένες δέσμες laser έχουν χρησιμοποιηθεί σε συνδυασμό με επεξεργασία της μικροκοιλότητας σε κατάλληλη γεωμετρία για την λειτουργία της πύλης σε ένα πολαριτονικό τρανζίστορ [32]. Πάνω στις ίδιες αρχές λειτουργίας, δηλαδή του χωρικού εντοπισμού και του ελέγχου με οπτικά μέσα μπορεί κανείς να προκαλέσει μεταβολή στη φάση του συμπυκνώματος σε μια διάταξη συμβολόμετρου Mach-Zehnder [73], επιτρέποντας μεταβολές της ροής και της πόλωσης στην έξοδο του συμβολόμετρου. Τέλος ο οπτικός έλεγχος των πολαριτονικών συμπυκνωμάτων αποτελεί έναν πολλά υποσχόμενο μηχανισμό για μελλοντικές εφαρμογές. Τα κύρια πλεονεκτήματα στα οποία στηρίζεται είναι η ικανότητα της συνεχούς αλλαγής του σχηματισμού του ενεργειακού τοπίου σε πραγματικό χρόνο καθώς και η απλότητα με την οποία μπορούμε να μεταβάλλουμε το ύψος του δυναμικού, μεταβάλλοντας απλά την ισχύ της δέσμης διέγερσης.

Κεφάλαιο 4

Επιλογή υλικών δειγμάτων και πειραματικές τεχνικές

4.1 Επισκόπηση

Στο κεφάλαιο αυτό θα αναφέρουμε τις κυριότερες προϋποθέσεις που πρέπει κανείς να λάβει υπόψη στο σχεδιασμό μιας μικροκοιλότητας ώστε να είναι εφικτή η λειτουργία υπό καθεστώς ισχυρής σύζευξης και κατ' επέκταση η παρατήρηση πολариτονικού συμπυκνώματος. Επιπλέον θα αναφερθούμε σε όλα τα υπάρχοντα ημιαγωγικά συστήματα τα οποία χρησιμοποιούνται έως τώρα για τη μελέτη των ιδιοτήτων που προκύπτουν από το BEC καθώς και στους λόγους που επιλέξαμε να αναπτύξουμε κοιλότητες βασιζόμενοι σε $III - V$ ημιαγωγούς. Στη συνέχεια θα αναφέρουμε κάποιες σημαντικές σχεδιαστικές απαιτήσεις της δομής ώστε να φτάσουμε στον τελικό μας στόχο, καθώς επίσης θα περιγράψουμε τις πειραματικές τεχνικές που χρησιμοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια τούτης της διατριβής για το χαρακτηρισμό των δομών που χρησιμοποιήθηκαν για τη μελέτη του πολариτονικού συστήματος. Τέλος θα περιγράψουμε τα βήματα της διαδικασίας για την επεξεργασία των δειγμάτων και την κατασκευή διόδων.

4.2 Ιδανική μικροκοιλότητα για πολαριτονικό συμπύκνωμα

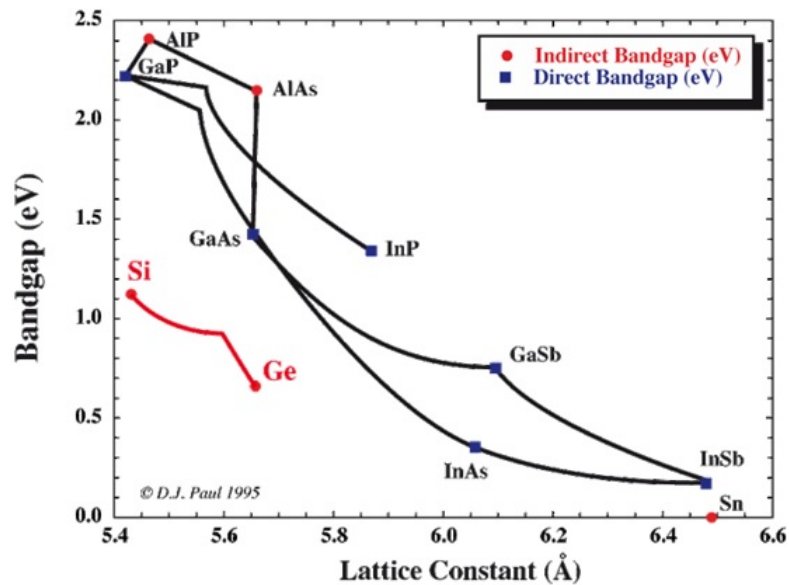
Το ιδανικό σύστημα μικροκοιλότητας για επίτευξη πολαριτονικού συμπυκνώματος θα πρέπει να έχει:

1. Οπτική κοιλότητα με υψηλό παράγοντα ποιότητας Q , με αποτέλεσμα τον αυξημένο χρόνο ζωής των φωτονίων και κατά συνέπεια των πολαριτονίων.
2. Μεγάλη διατομή σκέδασης μεταξύ πολαριτονίου-φωτονίου και πολαριτονίου-πολαριτονίου, ώστε να επιτυγχάνεται αποτελεσματική χαλάρωση των πολαριτονίων στις χαμηλότερες ενεργειακές καταστάσεις.
3. Μικρή εξιτονική ακτίνα Bohr και μεγάλη εξιτονική ενέργεια δέσμευσης, ώστε να επιτυγχάνεται υψηλότερη πυκνότητα κορεσμού.
4. Ισχυρή σύζευξη εξιτονίου-φωτονίου, ώστε να επιτυγχάνεται μικρότερος ρυθμός αποσυμφωνίας. Αυτό προϋποθέτει μεγάλο εξιτονικό oscillator strength αλλά και μεγάλη επικάλυψη του ηλεκτρικού πεδίου με τα κβαντικά πηγάδια.

Λαμβάνοντας υπόψη τα παραπάνω η επιλογή του συστήματος υλικών καθίσταται πολύ σημαντική. Για δεδομένο σύστημα υλικών, η εξιτονική πυκνότητα κορεσμού και η σύζευξη εξιτονίου-φωτονίου εξαρτάται επίσης από το σχεδιασμό της δομής.

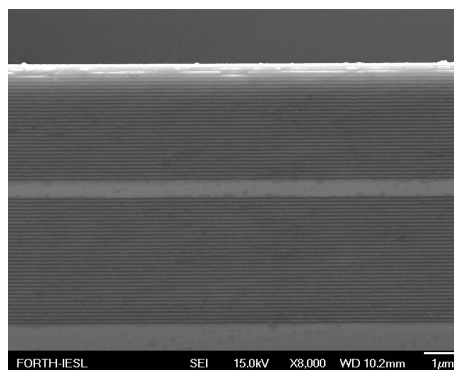
4.3 Επιλογή υλικών

Οι τεχνολογίες ανάπτυξης ημιαγωγικών κρυσταλλικών υλικών, όπως MBE και MO-CVD, συντέλεσαν στην ελεγχόμενη και με ακρίβεια ανάπτυξη λεπτών στρωμάτων από διαφορετικά υλικά υψηλής ποιότητας και την κατασκευή σύνθετων ημιαγωγικών διατάξεων όπως είναι για παράδειγμα οι μικροκοιλότητες. Η καλύτερης ποιότητας κατασκευή οπτικής κοιλότητας και κβαντικών πηγαιδίων έχει επιτευχθεί σε συστήματα $Al_xGa_{1-x}As$ με ($0 \leq x \leq 1$). Αυτό οφείλεται κυρίως στη μικρή διαφορά των πλεγματικών σταθερών καθώς και στη σχετικά μεγάλη διαφορά του ενεργειακού χάσματος. Για παράδειγμα σε χαμηλές θερμοκρασίες (4K) το GaAs έχει $\alpha_{lat} = 5.65\text{\AA}$ και $E_{gap} = 1.519\text{eV}$ και το AlAs έχει $\alpha_{lat} = 5.66\text{\AA}$ και $E_{gap} = 3.11\text{eV}$. Για θερμοκρασία δωματίου μπορούμε να διακρίνουμε τις αντίστοιχες τιμές στο Σχήμα 4.1.



Σχήμα 4.1: Διάγραμμα ενέργειας χάσματος και σταθεράς πλέγματος για συνήθη ημιαγωγικά υλικά στους 300K.

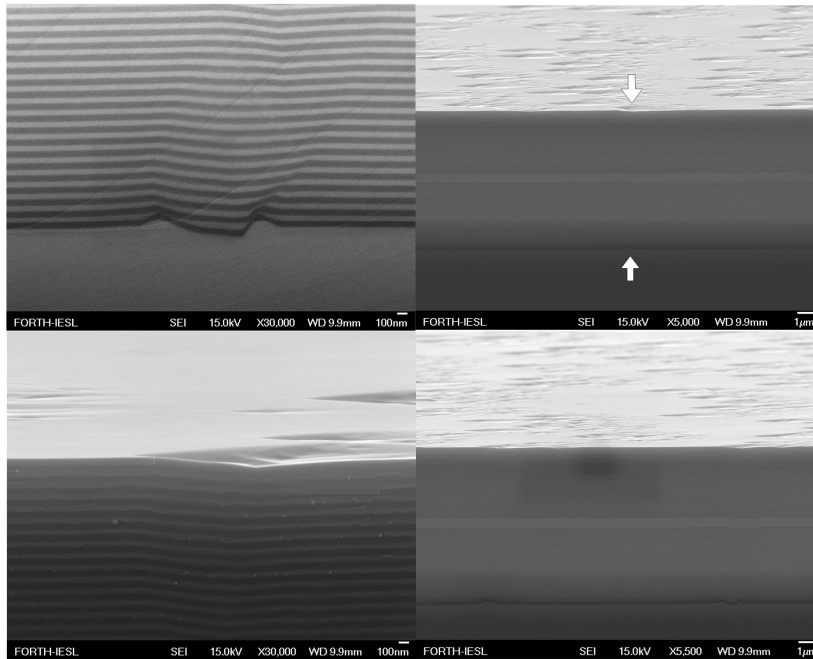
Καθίσταται έτσι εφικτή η κατασκευή GaAs χβαντικών πηγαδιών με σχεδόν μηδενικές ατέλειες πλέγματος, με την ανομοιογενή διεύρυνση της ενέργειας του εξιτονίου να περιορίζεται μόνο από μονοστρωματικές διαταραχές στο πάχος του χβαντικού πηγαδιού. Επίσης κατασκευάζονται μικροκοιλότητες με σχεδόν μηδενικές ατέλειες πλέγματος, με περίπου 30 AlAs/GaAs ζεύγη για κάθε DBR κάτοπτρο, που παρέχουν παράγοντα ποιότητας $Q \simeq 2 \times 10^4$ (Σχήμα 4.2).



Σχήμα 4.2: Εικόνα ηλεκτρονικού μικροσκοπίου (SEM) που απεικονίζει την επιτυχή πολυστρωματική και υψηλής ποιότητας ανάπτυξη ημιαγωγικής μικροκοιλότητας.

Βέβαια υπάρχουν κάποιοι περιορισμοί στη σχέση του αριθμού των περιόδων και τον παράγοντα ποιότητας Q . Είναι αρκετά δύσκολη η ανάπτυξη μεγάλου αριθμού περιόδων σε μια δομή διότι οι συνθήκες ανάπτυξης μεταβάλλονται με το χρόνο. Εξαιτίας της τάσης ανάμεσα στα διαφορετικά υλικά και των ατελειών που μπορεί να δημιουργηθούν στα

χαμηλότερα στρώματα της ανάπτυξης, παρατηρείται η συνέχεια ή και κλιμάκωση των ατελειών στα ανώτερα στρώματα της δομής (Σχήμα 4.3). Ένας άλλος περιορισμός στον παράγοντα ποιότητας Q είναι η μικρή διαφορά του δείκτη διάθλασης μεταξύ των GaAs και AlAs που οδηγεί στην αύξηση του αριθμού των περιόδων των DBRs (όπως έχουμε αναφέρει στο Κεφ. 2). Για παράδειγμα αν τα χβαντικά πηγάδια της δομής είναι από GaAs, τα DBRs πρέπει να είναι από $AlAs/Al_xGaAs$ με $0.1 < x < 0.2$ έτσι ώστε τα κάτοπτρα να μην απορροφούν ακτινοβολία ενέργειας ίσης με την ενέργεια της τελικής εκπομπής της κοιλότητας.



Σχήμα 4.3: Εικόνες ηλεκτρονικού μικροσκοπίου (SEM) που απεικονίζουν ανομοιογένειες που μεταφέρονται από τα κατώτερα στρώματα κατά την ανάπτυξη (εικόνες αριστερά) και την κακή ποιότητα επιφάνειας (εικόνες δεξιά).

Παραμένοντας στο σύστημα ημιαγωγών $III - V$, η χρήση $In_xGa_{1-x}As$ χβαντικών πηγαδίων στη θέση τους, με χρήση $GaAs/AlAs$ στα DBRs αποτελεί μια εναλλακτική. Το $InAs$ έχει $\alpha_{lat} = 6.05\text{\AA}$ και $E_{gap} = 0.354\text{eV}(300\text{K})$. Με $0.03 < x < 0.1$, επιτυγχάνεται επαρκής χβαντικός εντοπισμός (με barrier είτε $GaAs$ είτε $AlGaAs$ με $0 < Al < 0.25$) και ανεκτή τάση μεταξύ των δύο υλικών που αποτελούν το χβαντικό πηγάδι. Όμως τα συστήματα $In_xGa_{1-x}As$ έχουν μεγαλύτερη ακτίνα Bohr, μικρότερο oscillator strength και μικρότερη ενέργεια σύνδεσης, χαρακτηριστικά που τα καθιστούν λιγότερο κατάλληλα για μελέτη πολαριτονικών συμπυκνωμάτων σε σχέση με τα συστήματα με $GaAs$ χβαντικά πηγάδια.

Μια άλλη επιλογή είναι τα βασιζόμενα σε $CdTe_{II-VI}$ συστήματα με $CdTe$ χβαντικά πηγάδια και Mg_xCdTe και Mn_xCdTe για barrier και DBR στρώματα. Σε αυτά τα υλικά η μεγαλύτερη διαφορά στις πλεγματικές σταθερές οδηγεί στην ανάπτυξη τάσης (strain) στις ενδοεπιφάνειες. Η τάση προκαλεί αύξηση των ατελειών του πλέγματος με αποτέλεσμα να παρουσιάζονται περισσότερες απώλειες σε σχέση με τα συστήματα $III-V$. Οι απώλειες όμως εξισορροπούνται από τη μεγαλύτερη ενέργεια δέσμευσης και το μεγαλύτερο oscillator strength, καθώς επίσης και από τη μεγαλύτερη διαφορά στον δείκτη διάθλασης (χρειάζονται λιγότερα στρώματα στα DBRs). Επιπλέον η μικρότερη ακτίνα Bohr επιτρέπει μεγαλύτερη πυκνότητα κορεσμού. Το κυριότερο πρόβλημα με αυτό το υλικό ήταν η λιγότερο αποτελεσματική σκέδαση μεταξύ πολαριτονίων-φωτονίων ενισχύοντας το bottleneck στην ενεργειακή χαλάρωση, το οποίο εμποδίζει την συμπύκνωση των πολαριτονίων στη θεμελιώδη κατάσταση του κάτω πολαριτονικού κλάδου (LPB) [77],[70]. Πολλές προσπάθειες γίνονται στην ανάπτυξη μικροκοιλοτήτων βασιζόμενες σε GaN και $ZnSe$ συστήματα υλικών με μικρές πλεγματικές σταθερές. Τα συστήματα υλικών αυτά έχουν πολύ μεγαλύτερη ενέργεια σύνδεσης και ενεργειακό χάσμα που τα καθιστά πολύ καλούς υποψήφιους για λειτουργία σε θερμοκρασία δωματίου στο ορατό και υπεριώδες τμήμα του φάσματος. Παρόλο που οι τεχνικές της ανάπτυξης και της κατασκευής δεν είναι τόσο ώριμες όπως στα $GaAs$ συστήματα, πολύ πρόσφατα δημοσιεύτηκε η επίτευξη συμπυκνώματος πολαριτονίων σε θερμοκρασία δωματίου στο σύστημα GaN [78], [17], [79].

Συμπερασματικά, επιλέξαμε το $GaAs$ σύστημα υλικών για τη μελέτη των βασικών ιδιοτήτων των πολαριτονίων βασιζόμενοι σε τρεις παράγοντες:

1. Καλύτερη ποιότητα επιταξιακής ανάπτυξης της μικροκοιλότητας και των χβαντικών πηγαδιών, εξαιτίας της πολύ μικρής διαφοράς στην πλεγματική σταθερά των υλικών και στις καλύτερες και ωριμότερες τεχνικές κατασκευής.
2. Μεγαλύτερη εμπειρία του processing για την κατασκευή διόδων. Σε επόμενο κεφάλαιο θα ασχοληθούμε με την κατασκευή πολαριτονικών διόδων για επίτευξη ηλεκτρικής άντλησης.
3. Ύπαρξη υποδομών MBE για συστήματα $GaAs$.

Παρόλο που το σύστημά μας παρέχει σχετικά μικρότερη πυκνότητα κορεσμού και oscillator strength, με τη χρήση πολλαπλών χβαντικών πηγαδιών μπορούμε να περιορίσουμε αυτά τα προβλήματα χωρίς όμως να θυσιάσουμε την ποιότητα του δείγματος.

4.4 Σχεδιασμός της δομής

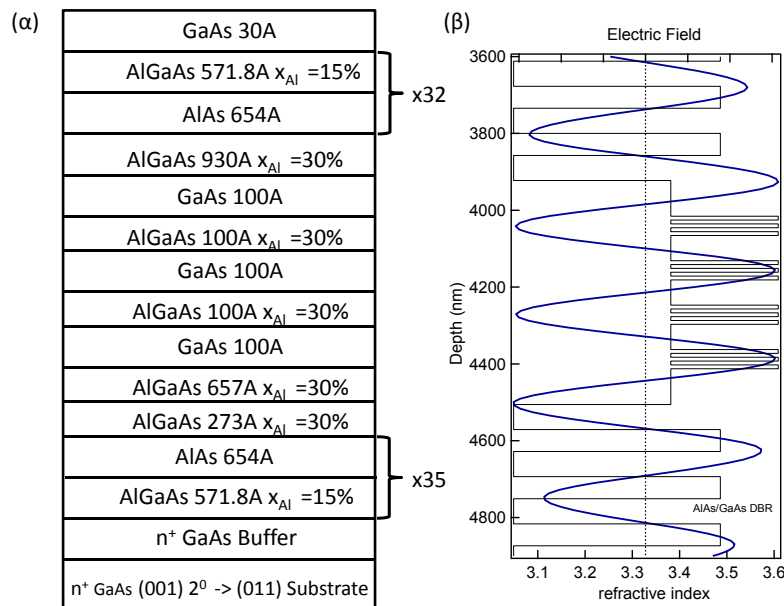
Το δείγμα που χρησιμοποιήθηκε για την επίδειξη πολαριτονικού συμπυκνώματος αποτελείται από την οπτική κοιλότητα υψηλού παράγοντα Q και μήκους $\frac{5}{2}\lambda$, η οποία κατασκευάστηκε από δύο DBR-κάτοπτρα πάνω/κάτω αποτελούμενα από 32/35 επαναλήψεις της περιόδου $AlAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$. Η χρήση μεγάλου αριθμού περιόδων στα κάτοπτρα της μικροκοιλότητας εξασφαλίζει πολύ υψηλή ανακλαστικότητα των κατόπτρων (99,9999%), που με τη σειρά του παρέχει μεγαλύτερη διάρκεια ζωής του φωτονίου και κατά συνέπεια του πολαριτονίου μέσα στη οπτική κοιλότητα ($\approx 10ps$). Η πειραματική τιμή του παράγοντα ποιότητας είναι $Q > 16000$, το οποίο βρίσκεται σε καλή συμφωνία με τη θεωρητική τιμή κατά τον σχεδιασμό που είναι $Q \simeq 20000$. Το γεγονός ότι η αλληλεπίδραση φωτονίου-εξιτονίου εξαρτάται από την τετραγωνική ρίζα του πλάτους του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου (E) και από την επικάλυψη του πεδίου με τα εξιτόνια, με σκοπό να επιτύχουμε τη μέγιστη σύζευξη ανάμεσα τους, θα χρειαστούμε μικρού μήκους οπτική κοιλότητα με τα στενά χβαντικά πηγάδια τοποθετημένα στα τοπικά μέγιστα του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Ακόμα μεγαλύτερη σύζευξη επιτυγχάνεται αν προσθέσουμε χβαντικά πηγάδια στα δευτερεύοντα μέγιστα του πεδίου. Η προσθήκη περισσότερων χβαντικών πηγαδιών παρέχει και ένα άλλο πολύ σημαντικό πλεονέκτημα, το οποίο είναι η συνολική αύξηση της εξιτονικής πυκνότητας κορεσμού. Η εξιτονική πυκνότητα κορεσμού είναι ανάλογη του αριθμού των χβαντικών πηγαδιών και αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου της ακτίνας του Bohr N_{QW}/α_B^2 και αποτελεί μια πολύ κρίσιμη ποσότητα όταν μελετάμε τις μη γραμμικές ιδιότητες των πολαριτονίων.

Λαμβάνοντας υπόψη τα παραπάνω, εισάγαμε στην οπτική κοιλότητα 12 (4 σετ των 3, πάχους $10nm$ των υλικών $Al_{0.30}Ga_{0.70}As/GaAs$) χβαντικά πηγάδια τοποθετημένα στα μέγιστα του ηλεκτρικού πεδίου, αυξάνοντας έτσι αναγκαστικά το μήκος της κοιλότητας σε $\frac{5}{2}\lambda$. Το κατασκευαστικό σχέδιο (α) και το γράφημα προσομοίωσης του ενεργειακού προφίλ του δείγματος και ο εντοπισμός του ηλεκτρικού πεδίου (β) παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.4.

4.5 Πειραματικές τεχνικές

Στο παρόν υποκεφάλαιο θα περιγράψουμε τις πειραματικές τεχνικές και διατάξεις με τις οποίες μπορούμε να χαρακτηρίσουμε αρχικά οπτικά το δείγμα και στη συνέχεια να

High Q Sample #962



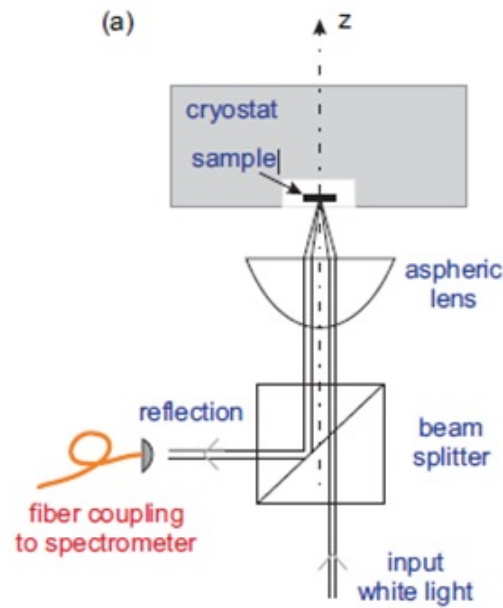
Σχήμα 4.4: (α) Κατασκευαστικό σχέδιο και (β) γράφημα προσομοίωσης του ενεργειακού προφίλ του δείγματος 962 και ο εντοπισμός του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος της δομής.

διεξάγουμε πιο σύνθετα οπτικά και ηλεκτρικά πειράματα για την πλήρη μελέτη των χαρακτηριστικών της δομής.

4.5.1 Μετρήσεις ανακλαστικότητας

Μία πολύ καλή πειραματική τεχνική για το χαρακτηρισμό των δειγμάτων είναι οι μετρήσεις ανακλαστικότητας. Οι μετρήσεις αυτές θεωρούνται παθητικές, γίνονται με τη χρήση φωτός χαμηλής ισχύος και μας παρέχουν πληροφορίες για τις ιδιοενέργειες του «αδιατάραχτου» συστήματος, την ποιότητα της οπτικής κοιλότητας, όπως στην περίπτωση των δειγμάτων με τα οποία θα ασχοληθούμε καθώς και τον εντοπισμό του ελαχίστου της ανακλαστικότητας για τον προσδιορισμό της ενέργειας διέγερσης (πολύ χρήσιμο στην περίπτωση της κοιλότητας υψηλού παράγοντα ποιότητας Q όπως και στην περίπτωση της παρούσας διατριβής).

Φάσματα ανακλαστικότητας μπορούμε να αναπαράγουμε θεωρητικά κατά τον αρχικό σχεδιασμό μιας δομής με τη μέθοδο μετάβασης μήτρας (Transfer Matrix method). Η πειραματική διάταξη ανακλαστικότητας φαίνεται στο Σχήμα 4.5, όπου με βέλος σημειώνεται η δέσμη διέγερσης. Μία εισερχόμενη δέσμη φωτός κατευθύνεται προς το δείγμα περνώντας



Σχήμα 4.5: Πειραματική διάταξη ανακλαστικότητας.

πρώτα από ένα διαχωριστή δέσμης (beam splitter) και στη συνέχεια από έναν ασφαιρικό φακό εστίασης. Ο ίδιος φακός χρησιμοποιείται για τη συλλογή του ανακλώμενου φωτός, το οποίο στη συνέχεια εκτρέπεται από τον beam splitter και κατευθύνεται στο φασματογράφο. Η μέτρηση βασίζεται στις αλλαγές που υφίσταται το αρχικό φάσμα της πηγής φωτός.

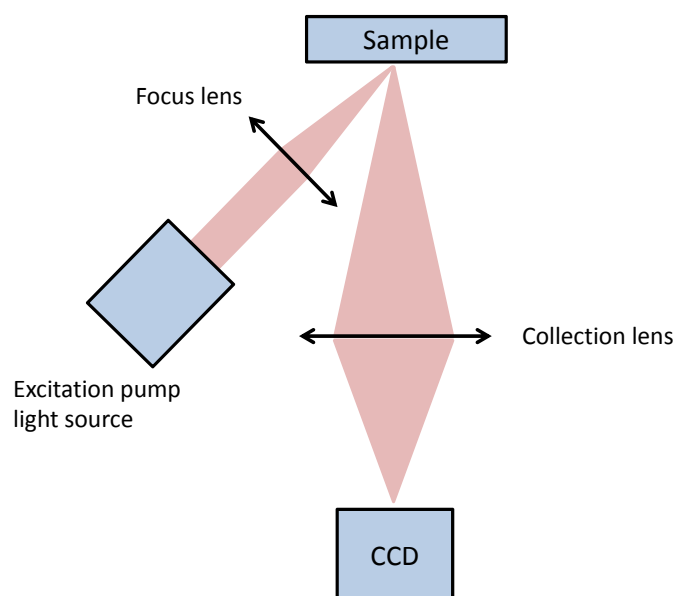
4.5.2 Φωταύγεια (Luminescence)

Με τον όρο φωταύγεια ονομάζουμε οποιαδήποτε ακτινοβολητική διαδικασία λαμβάνει χώρα στα στερεά υλικά. Οι δύο κυριότερες φυσικές διαδικασίες για να επιτευχθεί φωταύγεια είναι η φωτοφωταύγεια (Photoluminescence, PL) και η ηλεκτροφωταύγεια (Electroluminescence, EL).

4.5.2.1 Φωτοφωταύγεια (Photoluminescence-PL)

Η φωτοφωταύγεια είναι η αυθόρμητη εκπομπή φωτός από υλικό όταν αυτό διεγείρεται οπτικά. Το είδος, η ενέργεια και η ένταση της οπτικής διέγερσης επιλέγεται σύμφωνα με τα κατασκευαστικά υλικά του ημιαγωγού και το είδος του χαρακτηρισμού, δηλαδή το είδος της πληροφορίας που θέλουμε να εξάγουμε. Η φασματοσκοπία με τη μέθοδο της φωτοφωταύγειας (PL) μας παρέχει πληροφορίες για τις ηλεκτρονικές μεταβάσεις και είναι

ιδιαίτερα ευαίσθητη στην ανίχνευση διακριτών ηλεκτρονικών καταστάσεων. Με τη μέθοδο αυτή μπορεί να γίνει η ταυτοποίηση οπτικών μεταβάσεων, ο χαρακτηρισμός επιφανειών, ενδοεπιφανειών και καταστάσεων λόγω ατελειών του κρυστάλλου. Υπό συνθήκες παλμικής άντλησης, η ένταση της PL μπορεί να δώσει πληροφορία για το χρόνο ζωής των φορέων. Τέλος, η μεταβολή της έντασης της PL σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία μπορεί να δώσει πληροφορία σχετικά με τις διάφορες μη ακτινοβολητικές διαδικασίες που ενεργοποιούνται εξαιτίας της μεταβολής της θερμοκρασίας και επηρεάζουν την οπτική απόδοση του ημιαγωγού.

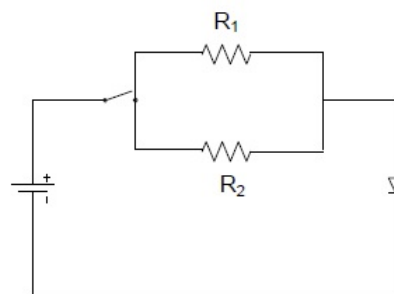


Σχήμα 4.6: Πειραματική διάταξη φωτοφωταύγειας (Photoluminescence-PL).

Μια συνηθισμένη οπτική διάταξη χαρακτηρισμού ημιαγωγικών διατάξεων με PL περιλαμβάνει μια οπτική πηγή διέγερσης, συνήθως laser, μια συσκευή φασματικής ανάλυσης και ανίχνευσης φωτός, φακό εστίασης και φακό συλλογής (βλέπε Σχήμα 4.6.). Η μέτρηση βασίζεται στην απορρόφηση μέρους της ακτινοβολίας διέγερσης από το υλικό και στη συνέχεια τη συλλογή φωτός που εκπέμπεται από το δείγμα. Με τη χρήση φίλτρου πριν το συλλεγόμενο φως φτάσει στον φασματογράφο εξασφαλίζουμε την καθαρότητα του φάσματος λόγω μικρότερου υποβάθρου.

4.5.2.2 Ηλεκτροφωταύγεια (Electroluminescence-EL)

Η ηλεκτροφωταύγεια είναι η αυθόρμητη εκπομπή φωτός από υλικό όταν αυτό διεγείρεται ηλεκτρικά. Μέχρι τώρα παρουσιάσαμε τις τεχνικές που χρησιμοποιήθηκαν για τον πρωταρχικό χαρακτηρισμό των δειγμάτων προτού αυτά υποστούν κάποια διαδικασία processing. Επειδή όμως ο απώτερος σκοπός της εργασίας αυτής είναι η κατασκευή laser πολαριτονίων, ηλεκτρική άντληση πρέπει να εφαρμοστεί. Μετά τη διαδικασία του processing το δείγμα τοποθετείται σε package και κάθε δίοδος ενώνεται με χρυσό σύρμα διαμέτρου $25\mu m$ με τις διασυνδέσεις του package. Για όλες τις διατάξεις χρησιμοποιείται ως κοινή γείωση η n -τύπου επαφή, ενώ κάθε p -ηλεκτρόδιο συνδέεται με μία μόνο διασύνδεση επιτρέποντας έτσι το χαρακτηρισμό κάθε δίοδου χωριστά. Στη συνέχεια το package τοποθετείται στο θάλαμο του κρυστάτη όπως και στην περίπτωση της PL. Κάθε διασύνδεση του package ενώνεται με χάλκινα ηλεκτρικώς μονωμένα σύρματα των οποίων οι απολήξεις βρίσκονται εκτός του θαλάμου του κρυστάτη προκειμένου να διευκολύνεται η προσαρμογή των άκρων της ηλεκτρικής γεννήτριας στα αντίστοιχα κάθε διοδικής διάταξης. Η ηλεκτρική διάταξη που χρησιμοποιείται για το χαρακτηρισμό των πολαριτονικών διατάξεων αποτελείται από μία ηλεκτρική γεννήτρια ρεύματος ή τάσης, από μία αντίσταση και από ένα πολύμετρο ή παλμογράφο. Το αντίστοιχο ηλεκτρικό κύκλωμα φαίνεται στο Σχήμα 4.7. Οι αντιστάσεις R_1 , R_2 που φαίνονται στο σχήμα έχουν τιμές 1Ω και $1K\Omega$ αντίστοιχα.



Σχήμα 4.7: Ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα για μετρήσεις ηλεκτροφωταύγειας.

Η χρήση τους στο κύκλωμα μας επιτρέπει τη γνώση της τιμής του ρεύματος που διαρρέει το κύκλωμα μετρώντας την τάση στα άκρα τους. Η επιλογή της κάθε αντίστασης που χρησιμοποιείται κάθε φορά γίνεται με γνώμονα την τιμή του ρεύματος που θέλουμε να διαρρέει το κύκλωμα. Έτσι, για μετρήσεις χαμηλών ρευμάτων χρησιμοποιούμε την $R_2 = 1K\Omega$ ενώ για μεγαλύτερες τιμές ρευμάτων την $R_1 = 1\Omega$. Στην περίπτωση που αντί για γεννήτρια ρεύματος χρησιμοποιείται γεννήτρια τάσης γίνεται χρήση μόνο της R_2 .

Αυτό έχει να κάνει καθαρά με την προστασία της διόδου σε περίπτωση που αυτή θερμανθεί. Λόγω θέρμανσης ενδέχεται να μειωθεί η αντίσταση της διόδου με αποτέλεσμα την απότομη μεταβολή της τιμής του ρεύματος που διαρρέει το κύκλωμα η οποία μπορεί να οδηγήσει στην καταστροφή της διόδου. Η παρουσία της αντίστασης R_2 έχει σαν αποτέλεσμα ένα μέρος της εφαρμοζόμενης τάσης να πέφτει στα άκρα της αντίστασης προστατεύοντας έτσι την δίοδο. Η λειτουργία των οπτοηλεκτρονικών διατάξεων απαιτεί κατανάλωση ηλεκτρικής ισχύος. Ένα μέρος της ισχύος αυτής χάνεται λόγω σειριακής αντίστασης και μη ακτινοβολητικών διεργασιών μετατρέπόμενη σε θερμότητα στο δείγμα. Λαμβάνοντας υπόψη ότι ο συντελεστής μετατροπής ηλεκτρικής σε οπτική ισχύ (wall-plug efficiency) σε οπτοηλεκτρονικές διατάξεις είναι της τάξης του 50 – 60% αντιλαμβάνεται κανείς ότι όσο μεγαλύτερο είναι το ρεύμα λειτουργίας τόσο πιο έντονο είναι το πρόβλημα θέρμανσης της διάταξης. Επιπλέον, στην περίπτωσή μας η έντονη αύξηση της σειριακής αντίστασης στα DBR με τη μείωση της θερμοκρασίας επιδεινώνει το πρόβλημα. Προκειμένου να είναι δυνατός ο χαρακτηρισμός των πολარიτονικών διατάξεων σε υψηλότερες τιμές ρεύματος, αποφεύγοντας ανεπιθύμητα φαινόμενα θέρμανσης είναι απαραίτητη η εφαρμογή παλμικού ρεύματος τετραγωνικής μορφής. Επιπλέον, θα πρέπει ο παλμός να είναι όσο πιο απότομος γίνεται ώστε η μετρούμενη απόκριση να αντιστοιχεί στο μεγαλύτερο μέρος του παλμού και ο χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών παλμών αρκετός ώστε η εκλυόμενη θερμότητα να διοχετεύεται από τη διάταξη στο περιβάλλον. Τα τυπικά χαρακτηριστικά ενός τέτοιου παλμού φαίνονται στον Πίνακα 4.1. Για χαμηλά ρεύματα, από τη μία η θέρμανση της διόδου δεν αποτελεί πρόβλημα ενώ από την άλλη η οπτική ισχύς εξόδου είναι χαμηλή. Συνεπώς, στην περιοχή αυτή λειτουργίας η παλμική ηλεκτρική άντληση δεν προσφέρει κάτι ουσιαστικό. Για το λόγο αυτό είναι εξίσου σημαντική η ύπαρξη μιας γεννήτριας παροχής συνεχούς ρεύματος.

Δεδομένου ότι ο σχηματισμός πολარიτονίων προϋποθέτει την ύπαρξη εξιτονίων καταλαβαίνει κανείς ότι ο αριθμός των φορέων που εγγέεται στα κβαντικά πηγάδια μέσω ηλεκτρικής άντλησης δεν πρέπει να ξεπερνά τη συγκέντρωση Mott, $\approx 5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ για πηγάδια $GaAs$ [66]. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα ένα άνω όριο της τιμής του ηλεκτρικού ρεύματος με το οποίο μπορεί να αντλείται η μικροκοιλότητα και να μένει σε κατάσταση ισχυρής σύζευξης.

Παράμετρος	Ενδεικτική τιμή
Current $I(mA)$	0 – 2000
Pulse Width ($nsec$)	200 – 1000
Rise time [10 – 90%]($nsec$)	20 – 50
Fall time [90 – 100%]($nsec$)	20 – 50
Duty Cycle	0.1 – 1%
Current regulation (ΔI)	< 1%
DC Current (I_{DC})	$1\mu A$ – $100mA$
DC Current accuracy (ΔI_{DC})	< 1%

Πίνακας 4.1: Πίνακας προδιαγραφών ηλεκτρικής γεννήτριας ρεύματος για μετρήσεις EL.

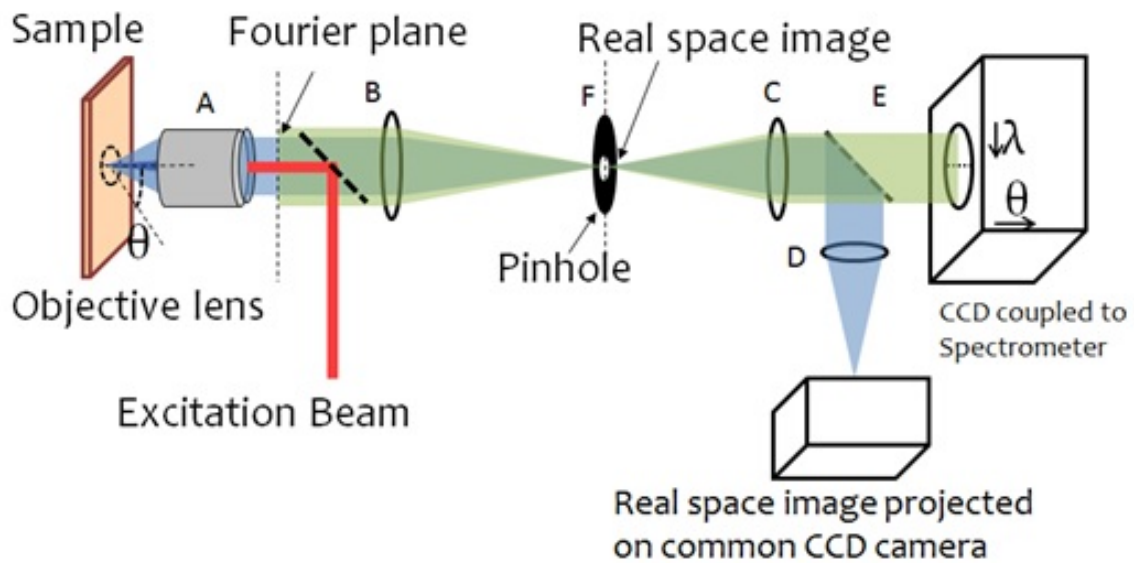
4.6 Διάταξη απευθείας απεικόνισης διαγράμματος διασποράς των πολαριτονίων (Single-shot polariton dispersion imaging setup)

Όπως έχουμε ήδη αναφέρει στο Κεφ. 2 ένα πολαριτόνιο στο εσωτερικό της δομής, συγκεκριμένου κυματανύσματος k_{\parallel} αποδιεγείρεται με συγκεκριμένο ρυθμό Γ , ως εξερχόμενο φωτόνιο, από συγκεκριμένη γωνία εκπομπής θ , με ίδια ενέργεια $E_{LPB}(k_{\parallel})$ και κυματάνυσμα k_{\parallel} .

Έτσι η δυναμικές και στατιστικές ιδιότητες των πολαριτονίων μεταδίδονται ως μια εξωτερική ροή φωτονίων που καθιστά εύκολη τη μελέτη τέτοιων συστημάτων. Αντίστροφα, μπορούμε να αντλήσουμε πολαριτόνια συγκεκριμένης ενεργειακής κατάστασης χρησιμοποιώντας ένα λέιζερ με ενέργεια που αντιστοιχεί στην κατάσταση αυτή, ή μεταβάλλοντας τη γωνία πρόσπτωσης. Έχοντας υπόψη την άμεση συσχέτιση γωνίας εκπομπής και ενεργειακής κατάστασης με κυματάνυσμα k_{\parallel} στα συστήματα των πολαριτονίων, αναπτύξαμε μια πειραματική τεχνική με την οποία επιτυγχάνουμε:

α) Την απεικόνιση ολόκληρου του διαγράμματος διασποράς σε μοναδικό (single-shot) χρόνο έκθεσης.

β) Τη συλλογή φωτός από σημεία του δείγματος που, είτε είναι κοντά αλλά δεν ταυτίζονται με το σημείο διέγερσης, είτε είναι μέρος του spot διέγερσης (spatial filtering). Η πειραματική διάταξη όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.8 αποτελείται από ένα φακό μικρο-



Σχήμα 4.8: Αναπαράσταση οπτικής διάταξης για την απεικόνιση της ενέργειας διασποράς των πολαριτονίων.

σκοπίου (microscope objective), από έναν beam splitter και ένα συνδυασμό δυο φακών με τους οποίους μας δίνεται η δυνατότητα να αλλάξουμε τη μεγέθυνση του ειδώλου, καθώς και να φιλτράρουμε το συλλεγόμενο φως.

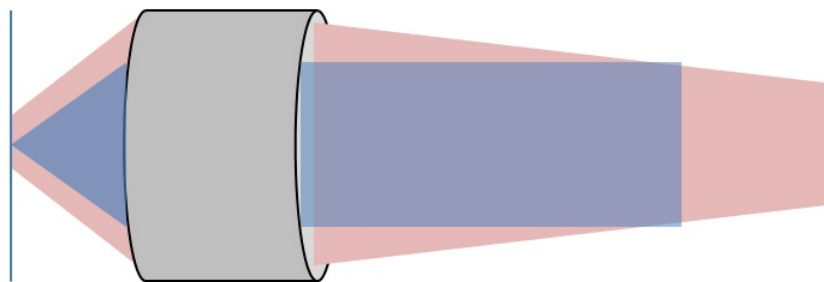
Πιο αναλυτικά ο φακός μικροσκοπίου (A) τοποθετείται σε απόσταση ίση με το εστιακό του μήκος και χρησιμοποιείται τόσο για τη διέγερση του δείγματος όσο και για τη συλλογή του εκπεμπόμενου φωτός. Το εύρος των γωνιών το οποίο συλλέγεται καθορίζεται από το Numerical Aperture του φακού. Όσο πιο μεγάλη είναι η τιμή του τόσο μεγαλύτερο είναι και το εύρος γωνιών συλλογής ($-40^\circ, 40^\circ$), γεγονός που μας επιτρέπει την καταγραφή της ενέργειας διασποράς των πολαριτονίων για μεγαλύτερες γωνίες και συνεπώς κυματανυσμάτων. Η καταγραφή της ενέργειας κάθε γωνίας στην ουσία απεικονίζει τον χώρο των κυματανυσμάτων k του επιπέδου (k-space imaging). Η πλήρης παραλληλία και η μέγιστη ανάλυση ως προς τη μίξη των οπτικών ακτίνων παρουσιάζεται στο επίπεδο Fourier, που είναι ένα χαρακτηριστικό επίπεδο για κάθε φακό. Απεικονίζοντας το επίπεδο Fourier απευθείας πάνω στο φασματογράφο, λαμβάνουμε την πληροφορία στο χώρο των k (k-space) με αποτέλεσμα, για συστήματα μικροκοιλιοτήτων, το διάγραμμα διασποράς των πολαριτονίων. Για τη σωστή απεικόνιση του επιπέδου Fourier στην κάμερα του φασματογράφου χρειάζεται συνήθως να αλλάξουμε τη μεγέθυνση του ειδώλου M , δηλαδή είτε να μικρύνουμε,

είτε να μεγαλώσουμε το είδωλο ώστε να είναι ευδιάκριτο στη κάμερα του φασματογράφου. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιούμε ένα σύστημα δύο απλών φακών (B, C) όπου ο λόγος των εστιακών τους αποστάσεων να προσδιορίζει την τελική μεγέθυνση. Έτσι τελικά γίνεται η απεικόνιση ολόκληρου του διαγράμματος διασποράς στον φασματογράφο. Όπως έχουμε αναφέρει και στο Κεφ. 3, το συμπύκνωμα πολαριτονίων συμπεριφέρεται σα ρευστό και κινείται κατά μήκος του άξονα όπου δεν υπάρχει κβαντικός εντοπισμός, επιλέγοντας σημεία στο χώρο με μικρότερη ενέργεια. Για παράδειγμα όπως θα συζητήσουμε και στη συνέχεια λόγω του Gaussian προφίλ του spot διέγερσης υπάρχει μεγάλη διαφορά στην πυκνότητα των πολαριτονικών πληθυσμών στο κεντρικό κομμάτι του spot και κατά συνέπεια και της ενέργειάς τους (energy blueshift) σε σχέση με την περιφέρεια του. Τα παραπάνω καθιστούν απαραίτητη την περαιτέρω ανάπτυξη της πειραματικής διάταξης με σκοπό τη φασματοσκοπία των πολαριτονικών πληθυσμών από συγκεκριμένα σημεία της επιφάνειας του δείγματος. Ο τρόπος για να το επιτύχουμε αυτό πειραματικά, είναι να δημιουργήσουμε την μεγεθυμένη απεικόνιση του πραγματικού ειδώλου της επιφάνειας του δείγματος, σε κάποιο σημείο του οπτικού δρόμου και με τη χρήση μιας ίριδας να επιτρέψουμε να περάσει μόνο το φως εκπομπής από το σημείο που θα επιλεγεί (spatial filtering). Πιο συγκεκριμένα με τη χρήση του φακού B, δημιουργούμε σε απόσταση ίση με την εστιακή απόστασή του (σημείο F) το πραγματικό είδωλο της επιφάνειας του δείγματος (real-space image). Η μεγέθυνση του ειδώλου εξαρτάται από το λόγο των εστιακών αποστάσεων των φακών A και B. Το είδωλο που δημιουργείται είναι ανεστραμμένο αλλά λόγω συμμετρίας δε μας απασχολεί. Στη συνέχεια με τη χρήση του φακού C, στην ουσία έχουμε μεταφέρει το επίπεδο Fourier ακριβώς μετά το φακό, το οποίο στη συνέχεια οδηγείται στην είσοδο της κάμερας (CCD) του φασματογράφου. Ένας τρόπος να έχουμε την απεικόνιση του k-space αλλά ταυτόχρονα να παρακολουθούμε και την απεικόνιση του real-space είναι να εισάγουμε έναν beam splitter μετά το φακό C στο σημείο E και με τη χρήση του φακού D στον καινούργιο οπτικό δρόμο που δημιουργήσαμε με τον beam splitter να απεικονίσουμε το real-space image του επιπέδου F σε μια κάμερα.

Η διέγερση του δείγματος μπορεί να γίνει, είτε μέσω του φακού μικροσκοπίου όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 4.8, είτε σε μεγαλύτερη γωνία πρόσπτωσης ($> 50^\circ$) εξωτερικά του φακού. Η διέγερση μέσω του φακού από τη μία μεριά επιτρέπει τη δημιουργία πολύ μικρού spot άντλησης ($\approx 5\mu m$), από την άλλη μεριά αυξάνει τα επίπεδα του θορύβου αφού εισάγει επιπλέον σχεδαζόμενο ή ανακλώμενο φως στο φασματογράφο. Η διέγερση εξωτερικά του φακού είναι χρήσιμη κυρίως σε πειράματα υπό συντονισμένη οπτική διέγερση των πολαρι-

τονικών καταστάσεων όπου και το εκπεμπόμενο φως αλλά και το σχεδαζόμενο βρίσκονται πολύ κοντά ενεργειακά, με αποτέλεσμα να γιγαντώνεται ο θόρυβος στο φασματογράφο. Σε αυτή την περίπτωση μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε κάποιο ειδικό φίλτρο που μειώνει δραστικά την ένταση του φωτός σε ένα εύρος μηκών κύματος. Το μέγιστο εύρος των γωνιών που μπορούμε να συλλέξουμε εξαρτάται από το numerical aperture (NA) του φακού μικροσκοπίου A που χρησιμοποιείται. Στο συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκε φακός με $NA = 0.546$, με δυνατότητα συλλογής φωτός σε γωνίες $\approx \pm 33^\circ$.

Στα πειράματα που διεξήχθησαν και περιγράφονται στα κεφάλαια που θα ακολουθήσουν το spot διέγερσης είχε διάμετρο $\approx 40\mu m$ ενώ το spot συλλογής είχε διάμετρο $\approx 5\mu m$. Για να επιτευχθούν αυτές οι συνθήκες μέσα από τον ίδιο φακό μικροσκοπίου χρησιμοποιήσαμε το οπτικό τέχνασμα που περιγράφεται και στο Σχήμα 4.9.



Σχήμα 4.9: Αναπαράσταση της τεχνικής για αλλαγή του μεγέθους του spot διέγερσης χωρίς την αλλαγή της απόστασης του φακού.

Με το μπλε χρώμα συμβολίζουμε την πορεία του συλλεγόμενου φωτός ενώ με κόκκινο χρώμα την δέσμη διέγερσης. Με ένα φακό μεγάλης εστιακής απόστασης προκαλούμε εσκεμμένη απόκλιση της παραλληλίας της δέσμης διέγερσης του laser, επιτυγχάνοντας την αλλαγή της εστιακής απόστασης σε μεγαλύτερη, με αποτέλεσμα πλέον η επιφάνεια του δείγματος να μη βρίσκεται στο σημείο εστίασης και το spot διέγερσης να είναι μεγαλύτερο. Για τη νοητή δέσμη συλλογής διατηρούμε την παραλληλία οπότε και το spot συλλογής παραμένει μικρό.

Γενικότερα η ποιότητα και τα χαρακτηριστικά του φακού μικροσκοπίου παίζουν καθοριστικό ρόλο στην ανάλυση της γωνιακής πληροφορίας καθώς ο φακός θα πρέπει να αναλύει εξίσου όλες τις γωνίες που συλλέγει χωρίς να εισάγει κάποιου είδους παραμόρφωση.

Στο κεφάλαιο που ακολουθεί θα περιγράψουμε τα πρώτα στάδια για την ολοκλήρωση της διάταξης ηλεκτρικά αντλούμενου πολαριτονικού laser. Μετά το σχεδιασμό και την κατασκευή επίπεδης μικροκοιλότητας υψηλού Q , θα ακολουθήσουν οι πειραματικές μετρήσεις και τα αποτελέσματα σχετικά με την επίδειξη πολαριτονικού laser υπό οπτική άντληση, ενώ στη συνέχεια θα γίνει μελέτη σχετικά με τα θερμοκρασιακά όρια του συστήματος.

Κεφάλαιο 5

Συμπύκνωμα πολαριτονίων σε υψηλής ποιότητας ημιαγώγιμες μικροκοιλότητες

5.1 Επισκόπηση

Στο κεφάλαιο αυτό αρχικά θα παρουσιάσουμε τη μελέτη για τη θερμοκρασιακή εξάρτηση του κατώφλιου λειτουργίας σε μη γραμμική περιοχή, για εκπομπή σύμφωνου, μονοχρωματικού φωτός, που προέρχεται από πολαριτονικές καταστάσεις. Στη συνέχεια θα δείξουμε ότι σε συστήματα μικροκοιλοτήτων βασισμένα σε *GaAs* η αύξηση της θερμοκρασίας έως και $70K$ είναι ικανή να οδηγήσει το σύστημα σε αλλαγή του μηχανισμού λειτουργίας, από το ισχυρό (Strong Coupling, SC) σε ασθενές (Weak Coupling, WC) καθεστώς σύζευξης, κατά τη λειτουργία στη μη γραμμική περιοχή. Θα παρουσιάσουμε πειραματικά αποτελέσματα σχετικά με το κατώφλι λειτουργίας σε διαφορετικές θερμοκρασίες κατά τη μετάβαση από SC σε WC σε μικροκοιλότητα *GaAs* υψηλού Q υπό μη-συντονισμένη οπτική διέγερση. Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι παρόλο που υφίσταται κατάρρευση στο σύστημα κατά τη μεταβολή της θερμοκρασίας από $25K$ σε $70K$, το κατώφλι λειτουργίας ήταν διπλάσιο, σε αντίθεση με τις θεωρητικές εκτιμήσεις για διαφορά δύο τάξεων στην τιμή του κατώφλιου μεταξύ ενός πολαριτονικού και ενός φωτονικού laser. Προκειμένου να ερμηνεύσουμε τη συμπεριφορά αυτή θα παρουσιάσουμε ένα απλό μοντέλο το οποίο λαμβάνει υπόψη τη μεταβολή του χρόνου ζωής των φορέων καθώς αυξάνει η θερμοκρασία T και με βάση αυτό, θα αποδείξουμε ότι συστήματα μικροκοιλοτήτων *GaAs*, δεν μπορούν να λειτουργήσουν

σαν πηγές πολαριτονικού laser για θερμοκρασίες που να υπερβαίνουν τους $70K$.

Τέλος στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιάσουμε κάποια σημαντικά αποτελέσματα που προέκυψαν από τη συνεργασία της ομάδας μας με την ομάδα Νανοφωτονικής του Πανεπιστημίου του Cambridge υπό την επίβλεψη του καθηγητή J.J Baumberg. Τα ερευνητικά αποτελέσματα προέκυψαν σε χρόνο παράλληλο με τα δικά μας αποτελέσματα ενώ διεξήχθησαν στο δείγμα, που περιγράφεται αναλυτικά στο Κεφ.4 αλλά και στη συνέχεια στο Κεφ.5 και κατασκευάστηκε από την ομάδα μας στο Πανεπιστήμιο Κρήτης. Τα αποτελέσματα αυτά αποτελούν βασικό στοιχείο για την ανάδειξη της δυναμικής των πολαριτονικών συστημάτων από πλευράς βασικής έρευνας αλλά και από την πλευρά των εφαρμογών.

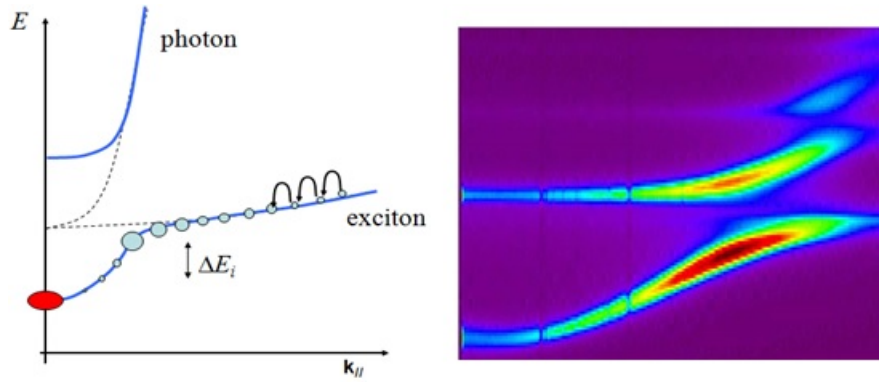
5.2 Εισαγωγή

Η μποζονική φύση των exciton-polaritons, που πηγάζει από την αλληλεπίδραση εξιτονίου και φωτονίου, ευθύνεται για μια σειρά παρατηρήσεων μεγάλου ενδιαφέροντος όπως, της εξαναγκασμένης εκπομπής (stimulated scattering) [80], [14], της ενίσχυσης (amplification) [8], [81], [82], της συμπύκνωσης (condensation) [16], [83], [84] και του lasing [85], [17]. Σε αντίθεση με τα συμβατικά lasers, όπου η εκπομπή σύμφωνου, μονοχρωματικού φωτός προέρχεται από εξαναγκασμένη εκπομπή φωτονίων, το πολαριτονικό laser επιτυγχάνεται μέσω εξαναγκασμένης σκέδασης του πολαριτονικού πληθυσμού και τη δημιουργία συμπυκνώματος στη θεμελιώδη κατάσταση ($k_{\parallel} = 0$), χωρίς την ικανοποίηση της συνθήκης αναστροφής πληθυσμού [7]. Ως εκ τούτου η τεχνολογία του πολαριτονικού laser υπόσχεται δύο τάξεις μεγέθους χαμηλότερο κατώφλι λειτουργίας σε σχέση με τα συμβατικά lasers, καθώς επίσης και μία νέα γενιά από συσκευές laser με πολύ χαμηλή κατανάλωση ισχύος. Επιπλέον, το συμπύκνωμα πολαριτονίων παρουσιάζει ομοιότητες με τη συμπύκνωση Bose-Einstein που παρατηρείται σε ατομικά συστήματα, επιδεικνύοντας αυθόρμητη δημιουργία χωρικής συμφωνίας φάσης σε μακροσκοπική κλίμακα και κατανεμημένη θερμοποίηση (thermalization) του πληθυσμού [16]. Η επίδειξη συμπυκνώματος Bose Einstein [83] καθώς και η εκπομπή laser [74] σε πολαριτονικές μικροκοιλότητες υπό μη συντονισμένη οπτική άντληση έστρεψε το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας προς την επίτευξη ηλεκτρικώς αντλούμενων πολαριτονικών lasers. Η κατεύθυνση αυτή αποτέλεσε μέρος της εν λόγω διατριβής κατά τη διάρκεια της οποίας σχεδιάστηκαν και εκτελέστηκαν τόσο οπτικά πειράματα για την κατανόηση των μηχανισμών που συντελούν

ή εμποδίζουν την εκπομπή πολαριτονικού laser, όσο και δομές μικροκοιλοτήτων, με βάση τις οποίες στοχεύαμε σε παρατήρηση εκπομπής πολαριτονικού laser με ηλεκτρική άντληση. Στη συνέχεια του κεφαλαίου θα περιοριστούμε μόνο στα αποτελέσματα που προήλθαν από οπτικά πειράματα υπό μη συντονισμένη διέγερση, ενώ θα αναφερθούμε στις προσπάθειες για ηλεκτρική άντληση σε επόμενο κεφάλαιο. Η παρατήρηση πολαριτονικού laser σε *GaAs* μικροκοιλοτήτες υπό μη-συντονισμένη οπτική διέγερση (non-resonant optical excitation), κατά την οποία οι φορείς αποκτούν περίσσεια ενέργειας συγκρίσιμη με της ηλεκτρικής άντλησης, αποτελεί ισχυρή ένδειξη για την πραγματοποίηση μιας τέτοιας ιδέας [29]. Πρόοδος έχει σημειωθεί επίσης και στην ηλεκτρική άντληση τέτοιων δομών. Αρχικά με αναφορές για την πραγματοποίηση πολαριτονικού LED [31], [86], [87] σε χαμηλές θερμοκρασίες, ενώ στη συνέχεια έχουμε αναφορές για λειτουργία σε θερμοκρασία δωματίου [88].

Παρόλη την σημαντική πρόοδο, η πραγματοποίηση ηλεκτρικά αντλούμενου πολαριτονικού laser σε χαμηλές θερμοκρασίες και σε σύστημα *GaAs* συνέβη πολύ πρόσφατα [26]. Ένα σημαντικό εμπόδιο που παρουσιάζεται σε τέτοιες δομές είναι η μεγάλη σειριακή αντίσταση των DBRs. Η μεγάλη αντίσταση εμποδίζει σημαντικά την αποτελεσματική έγχυση των φορέων στα χβαντικά πηγάδια σε χαμηλές θερμοκρασίες ($< 50K$). Ένα δεύτερο εμπόδιο είναι το φαινόμενο bottleneck που έχουμε αναφέρει και σε προηγούμενο κεφάλαιο, το οποίο εμποδίζει την αποτελεσματική ενεργειακή χαλάρωση των πολαριτονίων στη χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση του συστήματος (Σχήμα 5.1), κατά τη διάρκεια του χρόνου ζωής τους (τυπικά μερικά picoseconds) μέσα στην οπτική κοιλότητα. Για την αντιμετώπιση του τελευταίου, όπως έχουμε αναφερθεί και σε προηγούμενο κεφάλαιο, μπορούμε να δράσουμε σχεδιαστικά ως εξής: α) είτε να αυξήσουμε το χρόνο ζωής των φωτονίων της κοιλότητας, αυξάνοντας τον παράγοντα ποιότητας Q , με αποτέλεσμα να παρέχουμε στους φορείς περισσότερο χρόνο για να σχεδαστούν στη κατώτατη ενεργειακή στάθμη, β) είτε ενισχύοντας την αποδοτικότητα της ενεργειακής χαλάρωσης των φορέων στη γραμμική περιοχή λειτουργίας, όπου η σκέδαση μέσω φωνονίων υπερिशύει. Η ενίσχυση του μηχανισμού χαλάρωσης μέσω φωνονίων μπορεί να επιτευχθεί από τον εντοπισμό των πολαριτονίων [89], για παράδειγμα με τη χρήση micropillars [74] ή σχεδιάζοντας και κατασκευάζοντας μικροκοιλοτήτες με επιπλέον κανάλια χαλάρωσης που βασίζονται σε διαμήκη οπτικά φωνόνια (Longitudinal Optical phonons ή LO phonons) [90], [91].

Πριν όμως φτάσουμε στο σημείο της εντατικής προσπάθειας στο σχεδιασμό των ηλεκτρικά εγχεόμενων πολαριτονικών lasers, χρειάζεται κατανόηση στο τι προκαλεί την εμφάνιση του laser σε καθεστώς ασθενούς σύζευξης όταν η θερμοκρασία ξεπεράσει τους



Σχήμα 5.1: Γραφική αναπαράσταση του φαινομένου bottleneck (αριστερά). Πειραματική μέτρηση του φαινομένου bottleneck με έντονη φωταύγεια από τις καταστάσεις στην περιοχή απότομης αλλαγής της κλίσης του διαγράμματος διασποράς (δεξιά)[92].

50K σε *GaAs* δομές και πώς συγκρίνεται το κατώφλι λειτουργίας σε καθεστώς ισχυρής και ασθενούς σύζευξης. Παλαιότερες μελέτες της θερμοκρασιακής εξάρτησης της μη γραμμικής ενίσχυσης στις μικροκοιλότητες σε καθεστώς ισχυρής σύζευξης έγιναν υπό συντονισμένη οπτική διέγερση (resonant excitation) [82], οι οποίες παρότι παρουσιάζουν μεγάλο ενδιαφέρον από φυσικής πλευράς, δεν παρέχουν συνθήκες συγκρίσιμες με αυτές της ηλεκτρικής άντλησης. Τα πειράματα που έχουν διεξαχθεί υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση είτε περιορίστηκαν σε καθεστώς ισχυρής σύζευξης [29], [90], [93], [94], είτε εξέτασαν τη μετάβαση σε καθεστώς ασθενούς σύζευξης και την εξάρτηση του κατωφλίου λειτουργίας μόνο σε δεδομένη θερμοκρασία [80], [74], [12], [95].

Στην παρούσα διατριβή θα μελετήσουμε την εξάρτηση του κατωφλίου λειτουργίας μεταβάλλοντας τη θερμοκρασία, σε μικροκοιλότητα *GaAs* υψηλού παράγοντα ποιότητας Q , υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση. Περνώντας ένα συγκεκριμένο θερμοκρασιακό όριο το σύστημα μεταβαίνει από καθεστώς ισχυρής σε ασθενή σύζευξη. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι παρόλη την κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης σε θερμοκρασίες υψηλότερες των 50K, το κατώφλι εισόδου στη μη γραμμική περιοχή σε καθεστώς ασθενούς σύζευξης είναι μόνο το διπλάσιο εν συγκρίσει με αυτό της ισχυρής σύζευξης σε 25K, το οποίο προκαλεί εντύπωση αν ληφθούν υπόψη οι προηγούμενες αναφορές για δύο τάξεις μεγέθους διαφορά στην ίδια θερμοκρασία [25], [96]. Για την ερμηνεία αυτού του μη αναμενόμενου αποτελέσματος θα παρουσιάσουμε ένα απλό μοντέλο, που περιλαμβάνει τις αλλαγές στο χρόνο ζωής των φορέων της δεξαμενής, εξαιτίας της μεταπήδησης των φορέων σε καταστάσεις μεγαλύτερου κυματανύσματος $k_{||}$ λόγω αύξησης της θερμοκρασίας. Η αλλαγή στο χρόνο ζωής ερμηνεύει την μία τάξη μεγέθους διαφορά στην πυκνότητα των φορέων σε στάσιμη

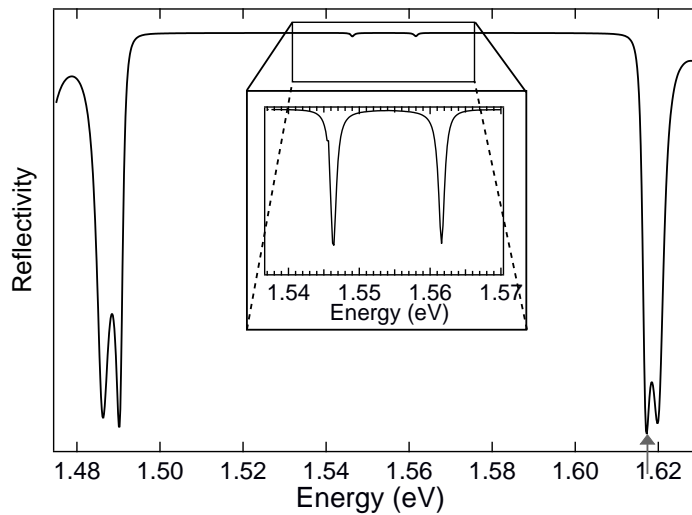
κατάσταση (Steady State) σε θερμοκρασία $70K$ υπό τις ίδιες συνθήκες άντλησης.

5.3 Μελέτη της θερμοκρασιακής εξάρτησης της ισχύος κατωφλίου και του φυσικού μηχανισμού λειτουργίας σε GaAs μικροκοιλότητα

Το δείγμα που χρησιμοποιήθηκε κατά την εκτέλεση των πειραμάτων είναι μια υψηλού παράγοντα ποιότητας Q επίπεδη μικροκοιλότητα, όπου το πλάτος της κοιλότητας να είναι ίσο με $\frac{5}{2}\lambda$. Μέσα στην κοιλότητα υπάρχουν τέσσερις συστοιχίες των τριών χβαντικών πηγαιδιών τις οποίες έχουμε τοποθετήσει στα μέγιστα του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Με τον τρόπο αυτό μεγιστοποιούμε την αλληλεπίδραση του φωτονικού ρυθμού ταλάντωσης της κοιλότητας (CM) και των εξιτονίων (X) με αποτέλεσμα την ισχυρότερη αλληλεπίδραση μεταξύ τους. Κάθε χβαντικό πηγάδι είναι πάχους $10nm$ και αποτελείται από GaAs υλικό, ανάμεσα σε στρώματα υλικού $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Η μικρή μεταβολή του πάχους της κοιλότητας κατά μήκος του δείγματος, λόγω ανομοιογένειας στην κατανομή θερμοκρασίας κατά τη διάρκεια της ανάπτυξης στο MBE, μας επιτρέπει τη διαμόρφωση του αποσυντονισμού Δ (detuning), δηλαδή τη διαφορά ενέργειας μεταξύ του τρόπου ταλάντωσης της κοιλότητας (E_{CM}) και της ενέργειας του εξιτονίου βαριάς οπής (X_{HH}), $\Delta = E_{CM} - X_{HH}$ στο σημείο $k_{\parallel} = 0$ του διαγράμματος διασποράς. Περισσότερες λεπτομέρειες της δομής που αφορούν τα χβαντικά πηγάδια και τη σύσταση των κατόπτρων (DBRs) δίνονται στο Κεφ. 4.

Στο Σχήμα 5.2 παρουσιάζεται η καμπύλη ανακλαστικότητας της δομής, όπως αυτή υπολογίστηκε με τη μέθοδο μεταφοράς πινάκων (Transfer matrix method). Η διαμόρφωση που προκαλούν οι δύο πολαριτονικοί ρυθμοί στο φάσμα της ανακλαστικότητας φαίνονται καθαρά στην ένθετη φωτογραφία, η οποία αποτελεί μεγέθυνση του υπολογισμένου φάσματος ανακλαστικότητας.

Για το χαρακτηρισμό αλλά και τη διεξαγωγή πειραμάτων, η μικροκοιλότητα τοποθετείται σε ένα κρουστάτη κλειστού κυκλώματος ηλίου (He) ώστε να επιτευχθεί η ψύξη του δείγματος στο εύρος θερμοκρασιών που μας ενδιαφέρει ($25K - 70K$). Η μη συντονισμένη οπτική διέγερση του δείγματος γίνεται στο τοπικό ελάχιστο της ανακλαστικότητας, όπως σημειώνεται στο Σχήμα 5.2 με βέλος και επιτυγχάνεται με τη χρήση ενός Ti:Sapphire laser μεταβλητού μήκους κύματος, σε καθεστώς συνεχούς λειτουργίας (Continuous Wave ή

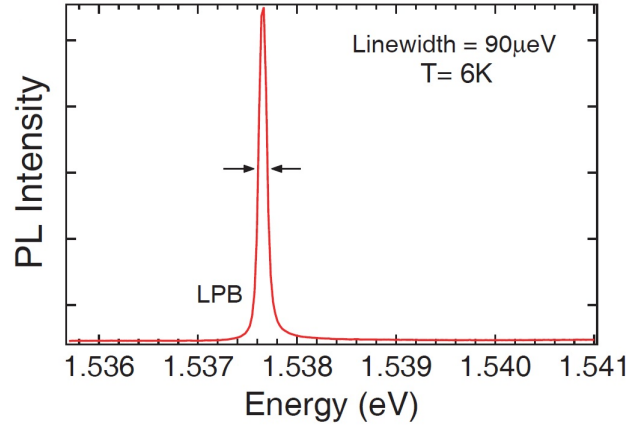


Σχήμα 5.2: Το φάσμα ανακλαστικότητας και τα polariton modes (ένθετη εικόνα) για την μικροκοιλότητα υψηλού Q που υπολογίστηκαν με τη χρήση της μεθόδου Transfer Matrix. Το βέλος απεικονίζει την ενέργεια του laser διέγερσης στο σημείο όπου έχουμε τοπικό ελάχιστο της ανακλαστικότητας.

CW). Σύμφωνα με την πειραματική οπτική διάταξη την οποία έχουμε περιγράψει στο Κεφ. 4, ένας φακός μικροσκοπίου με $NA = 0.546$ χρησιμοποιείται για τη διέγερση αλλά και τη συλλογή εκπεμπόμενου φωτός από το δείγμα. Η εκπομπή συλλέγεται και εστιάζεται στη σχισμή εισόδου ενός φασματογράφου, ο οποίος είναι συνδεδεμένος με μια κάμερα πυριτίου (Charge-Coupled Device, CCD), η οποία ψύχεται με υγρό άζωτο για τη δραστική μείωση του θορύβου της ακτινοβολίας.

Μέσω της πειραματικής διάταξης που αναπτύχθηκε δίνεται η δυνατότητα, με μια μοναδική έκθεση στον φασματογράφο, να έχουμε την απεικόνιση ολόκληρου του διαγράμματος διασποράς των πολαριτονίων. Η δημιουργία του πραγματικού ειδώλου στο ενδιάμεσο της οπτικής διάταξης και η χρήση μιας ίριδας στο σημείο αυτό, επιτρέπει το φιλτράρισμα του φωτός εκπομπής και τη συλλογή φωτός μόνο από συγκεκριμένη περιοχή του σημείου διέγερσης. Στα πειράματα που παρουσιάζονται το spot διέγερσης είχε διάμετρο $\simeq 40\mu m$. Με τη μεγέθυνση που προκαλείται με τη χρήση φακών διαφορετικής εστιακής απόστασης και με τη χρήση ίριδας, συλλέγεται εκπεμπόμενο φως από περιοχή διαμέτρου $\simeq 5\mu m$, το οποίο βεβαιώνει ότι στην περιοχή που συλλέγουμε το φως υπάρχει σταθερή κατανομή πυκνότητας ισχύος της δέσμης διέγερσης.

Για την πειραματική μέτρηση του παράγοντα ποιότητας Q μετρήθηκε η εκπομπή φωτοφωταύγειας (Photoluminescence, PL) σε συνθήκες πολύ αρνητικού αποσυντονισμού και

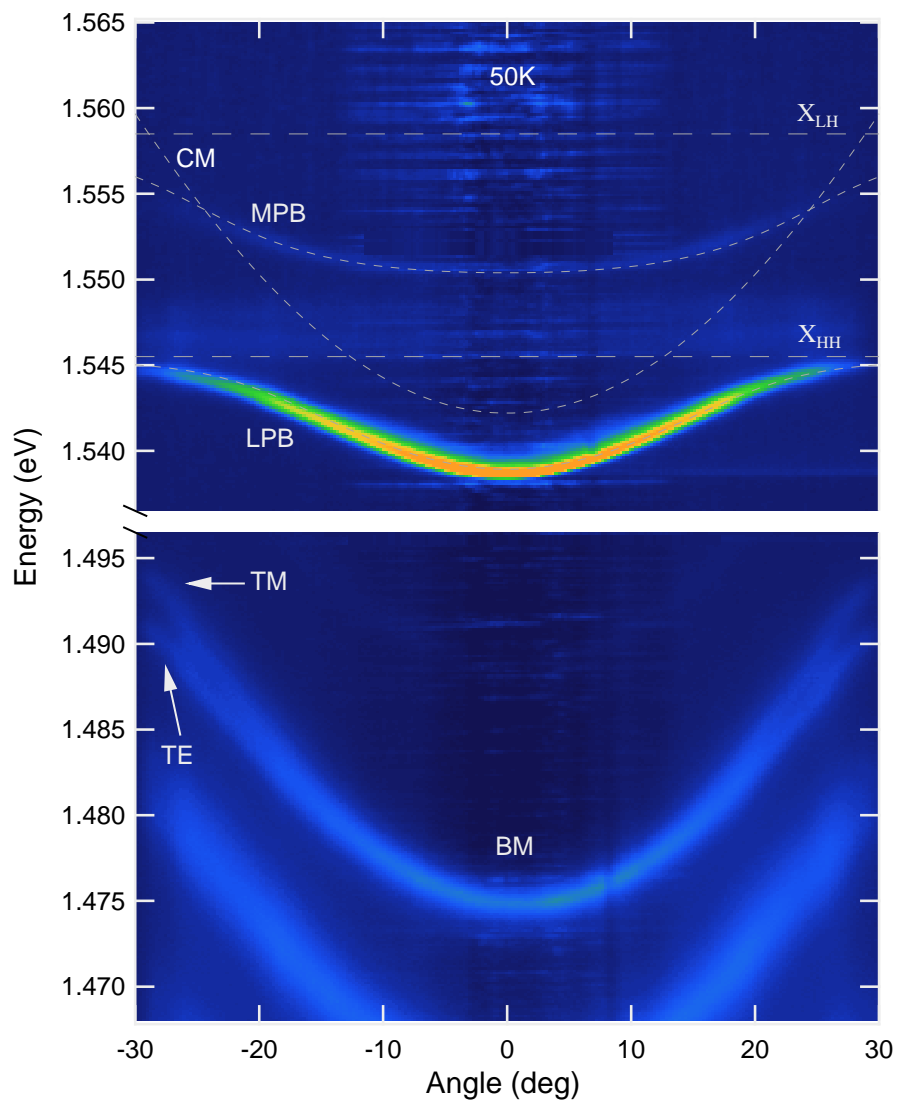


Σχήμα 5.3: Φάσμα PL που δείχνει την εκπομπή του LPB σε συνθήκες πολύ αρνητικού αποσυντονισμού για την πειραματική εκτίμηση του παράγοντα Q από την τιμή του εύρους γραμμής (linewidth).

πιο συγκεκριμένα σε $\Delta = -9.7\text{meV}$, όπου ο κάτω πολαριτονικός κλάδος (LPB) αποτελείται κατά 88% από τον φωτονικό ρυθμό ταλάντωσης (photonic fraction 0.88). Το εύρος γραμμής (linewidth) της εκπομπής, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.3, μετρήθηκε $\gamma_{LPB} = 90\mu\text{eV}$ σε θερμοκρασία 6K και αντιστοιχεί σε παράγοντα ποιότητας $Q_{\pi} = 16000$, η τιμή του οποίου είναι πολύ κοντά στη θεωρητική τιμή $Q_{\theta} = 20000$ κατά τον σχεδιασμό.

Το Σχήμα 5.4 δείχνει μια τυπική απεικόνιση του διαγράμματος διασποράς των πολαριτονίων σε θερμοκρασία 50K , χωρίς τη χρήση του χωρικού φίλτρου, στη γραμμική περιοχή λειτουργίας και με αποσυντονισμό $\Delta = -3.3\text{meV}$. Οι διακεκομμένες γραμμές αντιστοιχούν σε θεωρητικές καμπύλες, οι οποίες υπολογίστηκαν με το μοντέλο των Συζευγμένων Ταλαντωτών (Coupled Oscillator model) όπως αναφέρουμε και στη θεωρία στο Κεφ. 2 [91]. Οι υπολογισμοί περιλαμβάνουν τους τρεις ταλαντωτές του συστήματος που είναι, το εξιτόνιο βαριάς οπής X_{HH} , το εξιτόνιο ελαφριάς οπής X_{LH} και το φωτονικό ρυθμό ταλάντωσης CM . Σε $GaAs$ μικροκοιλότητες η ενέργεια μετάβασης του εξιτονίου ελαφριάς οπής βρίσκεται πολύ κοντά σε αυτήν της βαριάς οπής ($\approx 10\text{meV}$) με αποτέλεσμα να έχουμε αλληλεπίδραση με το cavity mode της κοιλότητας. Στους υπολογισμούς λοιπόν λαμβάνουμε υπόψη και έναν τρίτο ταλαντωτή, το X_{LH} .

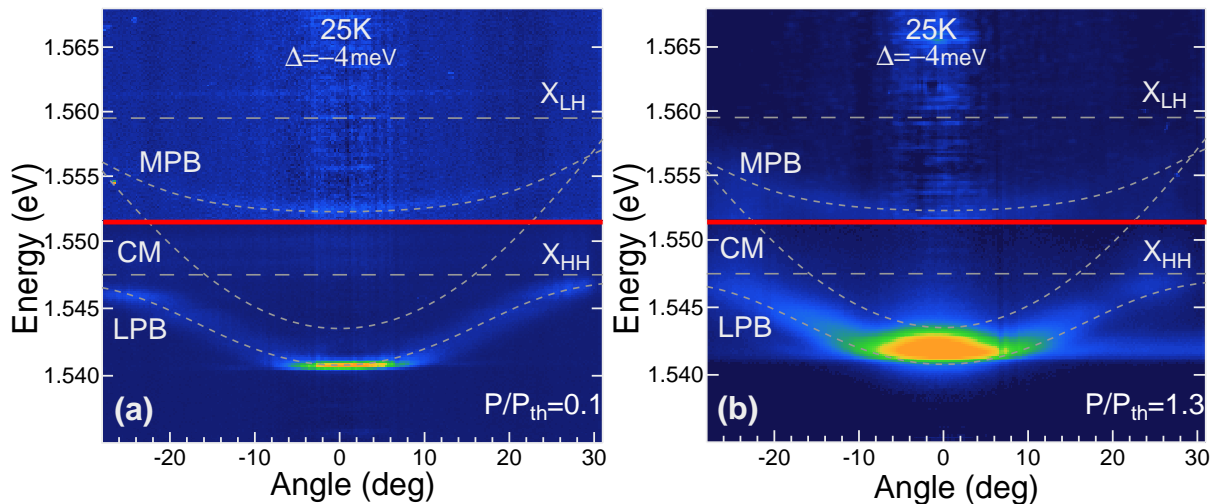
Από τη λύση του συστήματος των τριών ταλαντωτών, όπως έχουμε αναφερθεί και στη θεωρία, προκύπτουν τρεις πολαριτονικοί κλάδοι, ο κάτω κλάδος (LPB), ο μεσαίος κλάδος (MPB) και ο πάνω κλάδος (UPB) που δεν εμφανίζεται στο Σχήμα 5.4. Ο λόγος που δεν εμφανίζεται το UPB είναι διότι λόγω της πολύ χαμηλής θερμοκρασίας οι φορείς δεν έχουν αρκετή θερμική ενέργεια ώστε να αρχίσουν να καταλαμβάνουν καταστάσεις με μεγαλύτερη



Σχήμα 5.4: Απεικόνιση του διαγράμματος διασποράς των πολαριτονίων (50K) με εκπομπή φωτός από τις πολαριτονικές καταστάσεις (LPB, MPB) και από τα Bragg modes.

ενέργεια. Ο ίδιος λόγος ευθύνεται για τη μικρότερη πληθυσμιακή κατάληψη και του MPB.

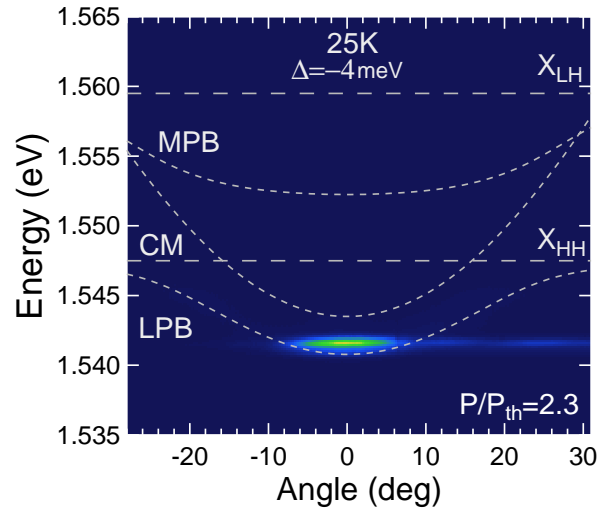
Η εκπομπή φωτός από τα LPB και MPB επιβεβαιώνει ότι το σύστημα βρίσκεται σε καθεστώς ισχυρής σύζευξης, ενώ από τις καμπύλες προσαρμογής του μοντέλου προσδιορίστηκε το ενεργό Rabi splitting, υπό χαμηλή ισχύ διέγερσης, σε $\Omega_{eff} = 9.2meV$. Στο κάτω μισό του Σχήματος 5.4 εντοπίζουμε την εκπομπή του πρώτου χαμηλότερης ενέργειας Bragg Mode (BM), το οποίο διαχωρίζεται σε δύο μέρη στην περιοχή των μεγάλων γωνιών εκπομπής. Ο διαχωρισμός οφείλεται στο διαφορετικό τρόπο ταλάντωσης του φωτός στην κοιλότητα τόσο για την εγκάρσια ηλεκτρική (Transverse Electric, TE) όσο και για εγκάρσια μαγνητική (Transverse Magnetic, TM) συνιστώσα του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου.



Σχήμα 5.5: Απεικόνιση της εκπομπής PL στους 25K με τη χρήση spatial filtering σε γραμμική (a) και σε μη γραμμική περιοχή λειτουργίας (b) και οι θεωρητικές καμπύλες (διακεκομμένες γραμμές). Το πάνω μισό των εικόνων είναι καταγεγραμμένο με μεγαλύτερο χρόνο έκθεσης ($\times 20$) ώστε να γίνει καταγραφή της εκπομπής από το MPB. Η διαπλάτυνση που παρατηρείται στους πολαριτονικούς κλάδους στις μεγάλες γωνίες είναι συνέπεια της μείωσης της γωνιακής ανάλυσης από το spatial filtering.

Με σκοπό τη σαφή διάκριση της φύσης του μηχανισμού lasing που λαμβάνει χώρα στο σύστημα, καταγράψαμε εικόνες στη γραμμική αλλά και στη μη γραμμική περιοχή λειτουργίας του συστήματος (κάτω και πάνω από το κατώφλι λειτουργίας), για τις θερμοκρασίες 25K και 70K. Στα Σχήματα 5.5(a) και 5.5(b) απεικονίζεται η εκπομπή σε γραμμική και μη γραμμική περιοχή λειτουργίας αντίστοιχα σε θερμοκρασία 25K, σε αποσυντονισμό $\Delta = -4meV$, ενώ κάνουμε χρήση του χωρικού φίλτρου για την συλλογή φωτός από το κέντρο του spot διέγερσης. Το πάνω μέρος των δύο εικόνων (πάνω από την κόκκινη

γραμμή) μετρήθηκε με μεγαλύτερο χρόνο έκθεσης ($\times 20$), διότι η ένταση του φωτός που προέρχεται από τις ενεργειακές καταστάσεις του MPB, είναι κατά πολύ μικρότερη από αυτήν του LPB σε τόσο χαμηλές θερμοκρασίες.



Σχήμα 5.6: Απεικόνιση της εκπομπής PL στους 25K με τη χρήση spatial filtering σε μη γραμμική περιοχή λειτουργίας και οι θεωρητικές καμπύλες (διακεκομμένες γραμμές). Η εικόνα έχει καταγραφεί κάτω από τις ίδιες πειραματικές συνθήκες με την εικόνα του Σχήματος 5.5(b) σε μικρότερο χρόνο έκθεσης ($\times 0.1$) για την ανάλυση και καταγραφή χαρακτηριστικών όπως το εύρος γραμμής της εκπομπής του πολαριτονικού συμπυκνώματος.

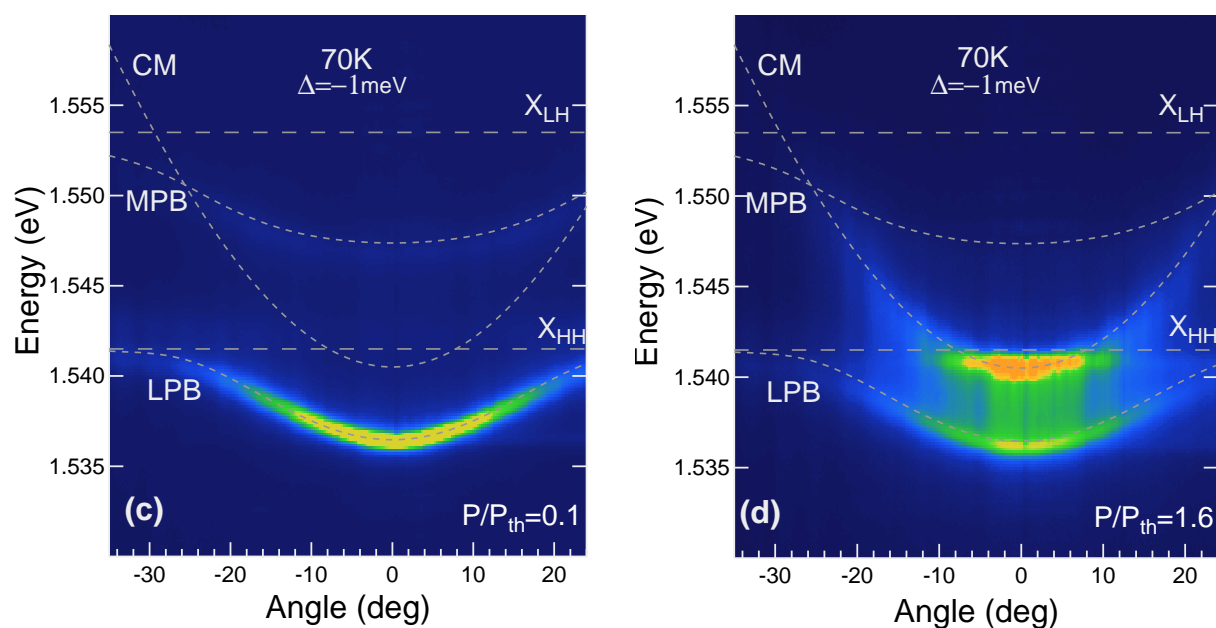
Στην περιοχή της γραμμικής λειτουργίας (Σχήμα 5.5(a)) από το διάγραμμα διασποράς είναι σαφές ότι το σύστημα βρίσκεται σε καθεστώς ισχυρής σύζευξης τόσο από την εκπομπή από τον LPB αλλά και από τον MPB. Επίσης γίνεται ευδιάκριτο το bottleneck effect κατά την ενεργειακή χαλάρωση των φορέων στις γωνίες όπου αλλάζει απότομα η κλίση της ενέργεια διασποράς, με την ένταση του εκπεμπόμενου φωτός στο σημείο αυτό να γίνεται ισχυρότερη.

Στην περιοχή μη γραμμικής λειτουργίας (Σχήμα 5.5(b)) η εκπομπή του laser προέρχεται από τις χαμηλότερες καταστάσεις του LPB οι οποίες είναι μετατοπισμένες κατά $\approx 1meV$ (blueshift) σε μεγαλύτερη ενέργεια. Στο Σχήμα 5.6 παρουσιάζεται καλύτερα η λειτουργία σε μη γραμμική περιοχή στους 25K, από τη σκοπιά του στενού εύρους γραμμής και των καταστάσεων από όπου προέρχεται η εκπομπή του πολύ ισχυρότερου σε ένταση ακτινοβολίας πολαριτονικού συμπυκνώματος. Η ενεργειακή μετατόπιση προς το μπλε (energy blueshift) προκαλείται από τις ισχυρές αλληλεπιδράσεις πολαριτονίου-πολαριτονίου λόγω της εξιτονικής συνιστώσας, οι οποίες γίνονται πιο έντονες, καθώς αυξάνουμε την πυκνό-

τητά τους μέσα στο σύστημα. Στην κατάσταση αυτή παρατηρούμε ότι λαμβάνει χώρα η πληθυσμιακή ανακατανομή των φορέων καθώς και η αναδιαμόρφωση των πολαριτονικών κλάδων στο σύστημα. Τα παραπάνω αναλύονται περισσότερο σε προηγούμενα κεφάλαια. Η εκπομπή φωτός από το MPB, που φαίνεται στο πάνω μισό της εικόνας, αποτελεί αδιαμφισβήτητη απόδειξη ότι το σύστημα βρίσκεται σε ισχυρή σύζευξη και η εκπομπή του laser προέρχεται απευθείας από πολαριτονικές καταστάσεις.

Το χωρικό φίλτρο με τη χρήση της ίριδας (spatial filtering) έρχεται να επιβεβαιώσει ότι το σύστημα στην περιοχή όπου συλλέγουμε το εκπεμπόμενο φως βρίσκεται σε ισχυρή σύζευξη. Ανάλογα με το προφίλ του spot αλλά και της δέσμης διέγερσης μπορεί να έχουμε τοπικές ανωμαλίες στην πυκνότητα των φορέων. Όπως έχουμε σχολιάσει και νωρίτερα το Gaussian προφίλ της δέσμης προκαλεί αυξημένη πυκνότητα στο κέντρο της κατανομής, ενώ μειώνεται στα άκρα. Αν η πυκνότητα των φορέων στο κέντρο ξεπεράσει την κρίσιμη πυκνότητα n_{cr} τότε έχουμε κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης και εκπομπή φωτός από επανασύνδεση e-h μέσω του cavity mode. Όμως καθώς απομακρυνόμαστε από το κέντρο της δέσμης, η πυκνότητα φορέων γίνεται μικρότερη, με την ισχυρή σύζευξη και την εκπομπή πολαριτονικού laser να παραμένει. Αυτή η κατάσταση αποτυπώνεται στον φασματογράφο με την ταυτόχρονη εκπομπή και από τα δυο σημεία, τα οποία διαφέρουν ενεργειακά και την εμφάνιση διπλής κορυφής στα φάσματα εκπομπής. Έτσι κρίνεται απαραίτητη η χρήση του spatial filtering.

Στη συνέχεια εξετάστηκε η λειτουργία του συστήματος σε υψηλότερη θερμοκρασία, στους 70K. Στο Σχήμα 5.7(a) έχουμε το διάγραμμα διασποράς των πολαριτονίων στη γραμμική περιοχή λειτουργίας, με $\Delta = -1meV$. Παρατηρούμε ότι παρουσιάζονται παρόμοια χαρακτηριστικά με το Σχήμα 5.5(a) στους 25K. Η εκπομπή φωτός από το LPB και MPB υποδηλώνει ότι το σύστημα βρίσκεται σε SC. Κατά την είσοδο σε μη γραμμική περιοχή λειτουργίας, περνώντας δηλαδή το κατώφλι (Σχήμα 5.7(b)) παρατηρείται ποιοτικά διαφορετική εκπομπή laser, με το φως του laser να προέρχεται από το CM και όχι από το LPB, το οποίο αποτελεί σαφή ένδειξη ότι η ισχυρή σύζευξη έχει πια χαθεί. Να σημειωθεί ότι κατά την καταγραφή των εικόνων στους 70K δεν έγινε χρήση του χωρικού φίλτρου στην πειραματική διάταξη, για να επιτευχθεί καλύτερη σύγκριση του διαγράμματος διασποράς της κεντρικής περιοχής του spot διέγερσης, όπου επικρατεί καθεστώς ασθενούς σύζευξης και εκπομπή laser από το CM, με την περιοχή περιμετρικά του spot διέγερσης, όπου έχουμε γρήγορη ψύξη των πολαριτονίων, μικρότερη πυκνότητα και το σύστημα βρίσκεται σε SC. Το παραπάνω γίνεται εμφανές αν παρατηρήσουμε στο Σχήμα



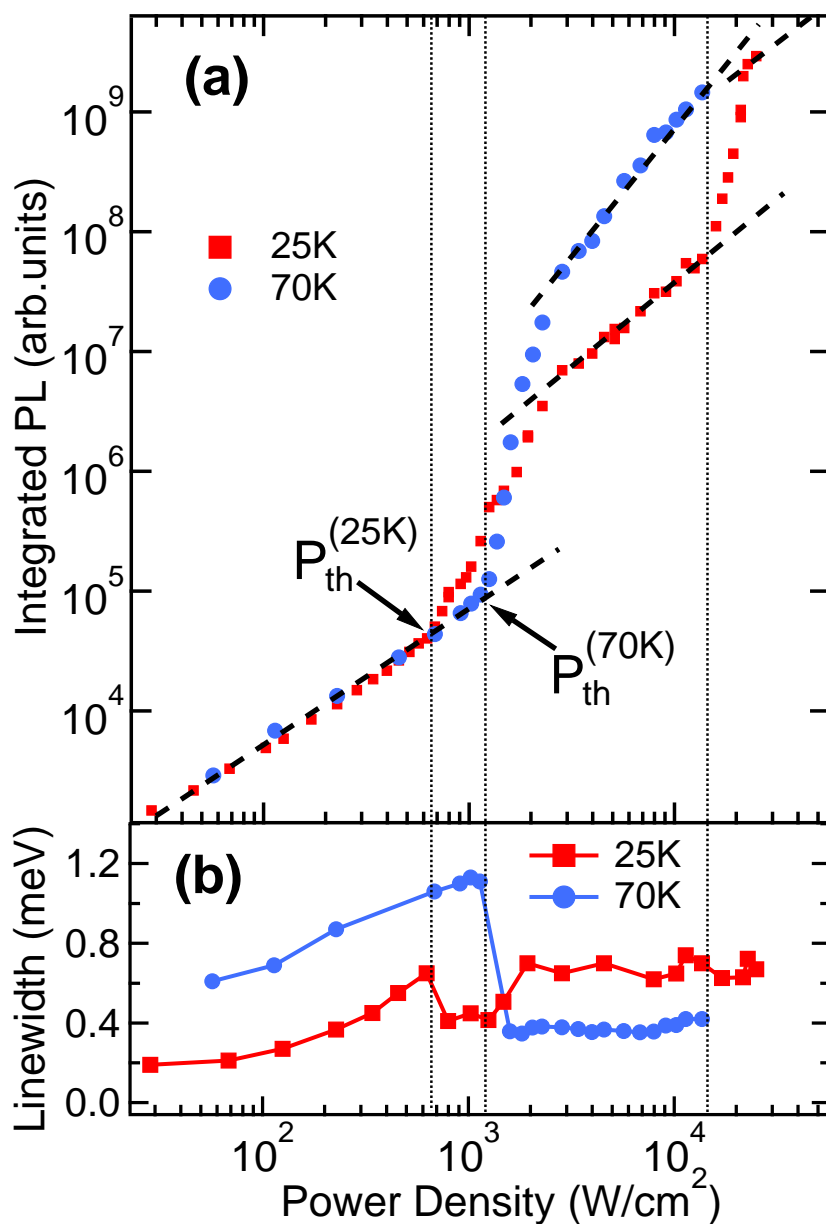
Σχήμα 5.7: Απεικόνιση της εκπομπής PL στους 70K σε γραμμική (c) και σε μη γραμμική περιοχή λειτουργίας (d) και οι θεωρητικές καμπύλες (διακεκομμένες γραμμές). Η συλλογή φωτός από το LPB στη μη γραμμική περιοχή προέρχεται από την περιφέρεια του spot διέγερσης, όπου η πυκνότητα φορέων είναι μικρότερη, αφού δεν έγινε χρήση του spatial filtering.

5.7(b) ότι εκτός από την ισχυρή εκπομπή του CM, έχουμε εκπομπή από το LPB και είναι φως το οποίο συλλέγεται περιμετρικά του κέντρου διέγερσης, χωρίς όμως η περιοχή αυτή να εκπέμπει φως σε μη γραμμική λειτουργία.

Η θερμοκρασιακή μελέτη του πολαριτονικού laser με την καταγραφή εικόνων σε διαφορετικές θερμοκρασίες δείχνει ότι η λειτουργία laser σε καθεστώς SC συμβαίνει μέχρι τους $50K$ και από αυτό το σημείο και πάνω η εκπομπή laser προέρχεται από το CM. Τα αποτελέσματα αυτά βρίσκονται σε συμφωνία με προηγούμενες μελέτες σε συστήματα *GaAs* [69].

Στο σημείο αυτό θα στρέψουμε την προσοχή μας στις επιδόσεις του συστήματος στη μη γραμμική περιοχή των δυο ποιοτικά διαφορετικών μηχανισμών λειτουργίας, συγκρίνοντας την πυκνότητα ισχύος κοντά στο κατώφλι. Η βέλτιστη επιλογή της συνθήκης του αποσυντονισμού έγινε με βάση την επίτευξη χαμηλότερου κατωφλίου λειτουργίας του laser δηλαδή τη χαμηλότερη πυκνότητα ισχύος και για τις δυο περιπτώσεις θερμοκρασιών, $25K$ και $70K$. Με βάση το παραπάνω εκτιμάται ότι ο βέλτιστος αποσυντονισμός για τη θερμοκρασία των $25K$ είναι $\Delta = -4.8meV$, ενώ για $70K$ είναι $\Delta = -5.0meV$. Οι παραπάνω τιμές είναι συνεπείς με προηγούμενες αναφορές όσον αφορά το πολαριτονικό laser [69] καθώς και με αναφορές της επανακανονικοποίησης του ενεργειακού χάσματος (bandgap renormalization) στα VCSELs, για συμβατικό μηχανισμό lasing στο όριο της χαμηλής πυκνότητας φορέων [97], [98]. Το Σχήμα 5.8 περιγράφει την ολοκληρωμένη ένταση της φωτοφωταύγειας (PL) στο (a) και του εύρους γραμμής στο (b) αντίστοιχα, συναρτήσει της πυκνότητας ισχύος και για τις δύο περιπτώσεις θερμοκρασιών. Η ολοκληρωμένη ένταση υπολογίστηκε αρχικά από το φάσμα εκπομπής του LPB, ενώ εισερχόμενοι στην μη γραμμική περιοχή λειτουργίας συνυπολογίστηκε και η φασματική γραμμή του laser. Τα δεδομένα για τη θερμοκρασία των $25K$ περιγράφονται με κόκκινα τετράγωνα ενώ για $70K$ με μπλε κύκλους. Η συλλογή της PL έγινε από την κατάσταση $k_{\parallel} = 0$ χωρίς την χρήση του χωρικού φίλτρου για την απευθείας σύγκριση της ισχύος εξόδου του laser.

Στη θερμοκρασία των $25K$ παρατηρούμε από το γράφημα την ύπαρξη διπλού κατωφλίου. Το πρώτο αντιστοιχεί στην έναρξη του πολαριτονικού laser με την αντίστοιχη μείωση στο εύρος γραμμής (Σχήμα 5.8(b)) και το δεύτερο στην κατάφρευση του SC και την εκπομπή συμβατικού φωτονικού laser, δεδομένα που συμφωνούν με παλαιότερες μελέτες του πολαριτονικού laser [74], όπως έχουμε αναφέρει και στη θεωρία. Επίσης η πυκνότητα ισχύος που αντιστοιχεί στο κατώφλι υπολογίζεται σε $640Wcm^{-2}$ και είναι συγκρίσιμη με



Σχήμα 5.8: (a) Γράφημα της ολοκληρωμένης έντασης της PL του LPB των καταστάσεων με $k_{||} = 0$, συναρτήσει της αύξησης της πυκνότητας ισχύος, που περιγράφει την μετάβαση του καθεστώτος lasing για τις θερμοκρασίες 25K (κόκκινα τετράγωνα) και 70K (μπλέ κύκλοι). (b) Οι αντίστοιχες τιμές για το εύρος γραμμής του LPB σε $k_{||} = 0$ συναρτήσει της αύξησης της πυκνότητας ισχύος.

αναφορές υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση σε επίπεδες μικροκοιλότητες *GaAs* υψηλού Q [69] αλλά και σε micropillars [74]. Ένα άλλο γεγονός που πρέπει να σχολιάσουμε σε αυτό το σημείο είναι ότι, πράγματι στους $25K$ έχουμε διαφορά σχεδόν 30 φορές στην πυκνότητα ισχύος κατωφλίου μεταξύ του πολαριτονικού και του συμβατικού laser, με τις θεωρητικές προβλέψεις για 2 τάξεις μεγέθους να επιβεβαιώνονται μερικώς σε αυτές τις συνθήκες.

Στην θερμοκρασία των $70K$ παρατηρούμε μοναδικό κατώφλι, όπως θα ήταν αναμενόμενο για laser σε καθεστώς ασθενούς σύζευξης. Είναι αξιοσημείωτο ότι η πυκνότητα ισχύος κατά την έναρξη του WC lasing είναι $1300Wcm^{-2}$, δηλαδή η διπλάσια σε σύγκριση με το SC lasing στους $25K$. Το αποτέλεσμα αυτό έρχεται σε αντίθεση με τις δύο τάξεις μεγέθους διαφορά στην ισχύ κατωφλίου που αναμέναμε μεταξύ του πολαριτονικού laser και του συμβατικού φωτονικού laser σε χαμηλές θερμοκρασίες όπως είχε παρατηρηθεί [25]. Όπως θα δείξουμε στη συνέχεια, η ισχύς κατωφλίου (threshold power), η οποία είναι σημαντική από τη σκοπιά των εφαρμογών, δεν είναι απαραίτητα ανάλογη με την πυκνότητα φορέων κατωφλίου (threshold carrier density), η οποία καθορίζει τις φυσικές διεργασίες στο σύστημα κατά τη διαδικασία του lasing. Αυτή η διαφορά γίνεται εμφανής μόνο όταν αλλάζει η θερμοκρασία, καθώς μια αύξηση στο μέσο χρόνο ζωής των φορέων αλλάζει ουσιαστικά την αναλογία μεταξύ της ισχύος κατωφλίου και της πυκνότητας φορέων κατωφλίου στο σύστημα. Συνεπώς παρόλο που έχουμε παρόμοια ισχύ κατωφλίου στις δύο περιπτώσεις, η πυκνότητα φορέων σε υψηλές θερμοκρασίες μπορεί να είναι σημαντικά διαφορετική σε σχέση με τις χαμηλές θερμοκρασίες, που τελικά οδηγεί στην κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης.

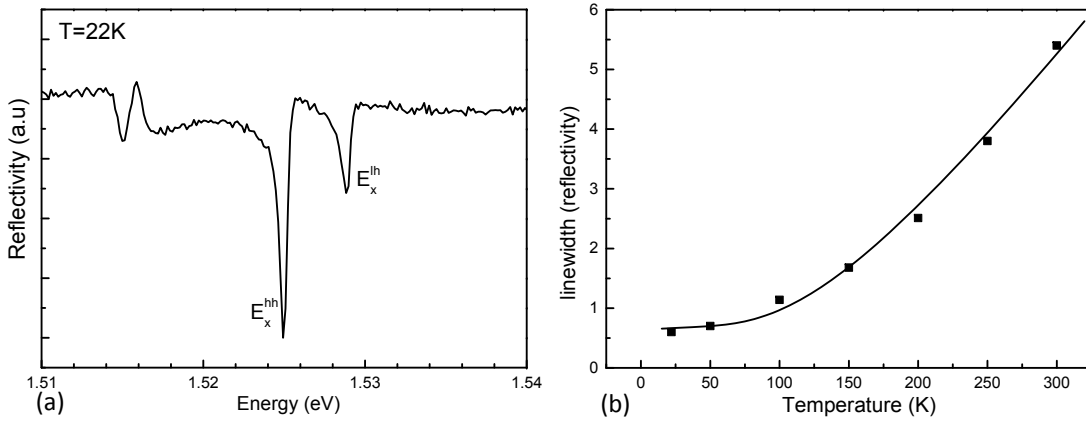
5.4 Συζήτηση και συμπεράσματα

Σε αυτό το μέρος θα εξεταστούν οι διαφορετικοί παράγοντες που οδηγούν στη μείωση του Rabi Splitting και επιβεβαιώνουν ότι πρέπει να ληφθεί υπόψη η θερμοκρασιακή εξάρτηση του μέσου χρόνου ζωής των φορέων, για την ερμηνεία της παρατηρηθείσας κατάρρευσης της ισχυρής σύζευξης στους $70K$. Αρχικά εξετάστηκε η επίδραση στο ενεργό Rabi Splitting, της θερμοκρασίας και της αύξησης (διπλασιασμός) της πυκνότητας των φορέων, θεωρώντας ίδιους για τις δύο θερμοκρασίες ($25K$ και $70K$) ακτινοβολητικούς χρόνους ζωής των φορέων και ίσους με $0.7nsec$. Η θερμοκρασιακή εξάρτηση του Rabi

Splitting ($\Omega(T)$) μπορεί να περιγραφεί προσεγγιστικά από την εξίσωση 5.1

$$\Omega(T) = \sqrt{4V^2 - (\gamma_X(T) - \gamma_{CM})^2} \quad (5.1)$$

όπου ο παράγοντας V αναπαριστά την δύναμη ζεύξης μεταξύ του CM και του εξιτονίου, και $\gamma_X = 1.1meV$, $\gamma_{CM} = 0.09meV$ είναι το εύρος γραμμής του εξιτονίου και του CM αντίστοιχα [38]. Μείωση του $\Omega(T)$ και κατάρρευση του SC μπορεί να προέλθει από τη μείωση του V μέσω της μείωσης του oscillator strength του εξιτονίου, αυξάνοντας την πυκνότητα φορέων στο σύστημα. Θεωρώντας 2% απορρόφηση ανά κβαντικό πηγάδι [99], υπολογίστηκε πυκνότητα φορέων $n = 2 \times 10^{10}cm^{-2}$ ανά QW για το κατώφλι του πολαριτονικού laser στους $25K$, που είναι χαμηλότερη από την πυκνότητα κορεσμού $n_{sat} = 5 \times 10^{10}cm^{-2}$ για το σύστημα αυτό [100]. Με ένα γρήγορο υπολογισμό παρατηρήθηκε ότι ακόμα και ο διπλασιασμός της πυκνότητας φορέων δε θα οδηγούσε σε σημαντική μείωση του oscillator strength, το οποίο με τη σειρά του θα οδηγούσε στην κατάρρευση του SC.



Σχήμα 5.9: (a) Φάσμα ανακλαστικότητας για πηγάδι $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ πάχους $20nm$. (b) Θερμοκρασιακή εξάρτηση του εύρους γραμμής εξιτονίου όπως προκύπτει από μετρήσεις ανακλαστικότητας [92].

Ένας άλλος παράγοντας που θα προκαλούσε μείωση στο Rabi Splitting είναι η αύξηση του εύρους γραμμής του εξιτονίου (γ_X), μέσω της διαπλάτυνσης λόγω φωνονίων και κρούσεων (phonon and collision broadening). Στο Σχήμα 5.9(a) παρουσιάζεται ένα φάσμα ανακλαστικότητας για ένα πηγάδι $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, όπου μπορούμε να διακρίνουμε δύο κορυφές. Η μία αντιστοιχεί στο εξιτόνιο βαριάς οπής (E_{ex}^{hh}) και η δεύτερη στο εξιτόνιο ελαφριάς οπής (E_{ex}^{lh}). Στο Σχήμα 5.9(b) παρουσιάζεται η θερμοκρασιακή εξάρτηση του

εύρους γραμμής του εξιτονίου βαριάς οπής, όπως προκύπτει από τις μετρήσεις ανακλαστικότητας σε διαφορετικές θερμοκρασίες. Η εξίσωση 5.2 περιγράφει τη θεωρητική σχέση του εύρους γραμμής με την θερμοκρασία

$$\gamma_X(T) = \gamma_{inh} + \gamma_{ac}T + \gamma_{LO} \frac{1}{\exp(\frac{\hbar\omega_{LO}}{kT}) - 1} \quad (5.2)$$

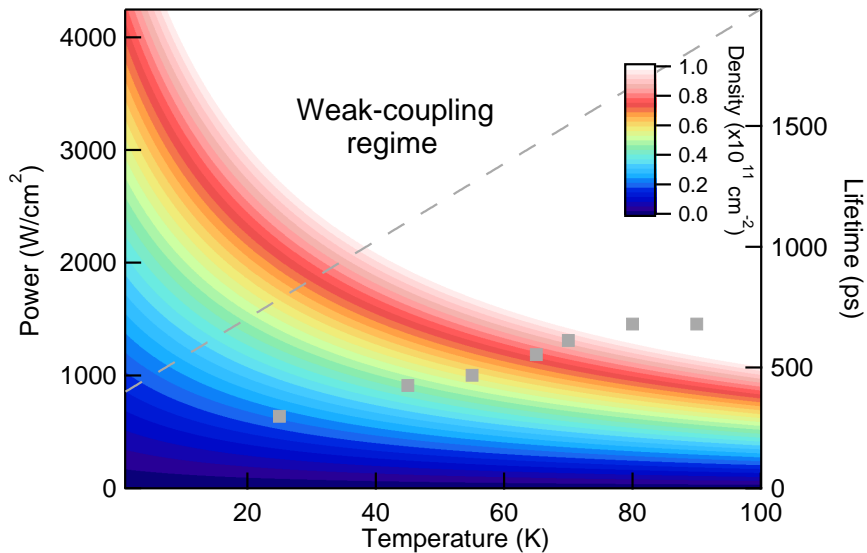
με γ_{inh} να αποτελεί το εύρος γραμμής του εξιτονίου λόγω δομικών ατελειών της ετεροδομής στην κλίμακα της ακτίνας Bohr του εξιτονίου. Οι σταθερές γ_{ac} και γ_{LO} υποδηλώνουν το σθένος της αλληλεπίδρασης του εξιτονίου με τα ακουστικά και τα διαμήκη οπτικά φωνόνια (LO phonons) αντίστοιχα. Προσαρμόζοντας την καμπύλη στα πειραματικά σημεία του Σχήματος 5.9(b) εισάγοντας $\hbar\omega_{LO} = 36.6meV$, βρίσκουμε $\gamma_{inh} = 0.64meV$, $\gamma_{ac} = 1.128meV/K$ και $\gamma_{LO} = 12.3meV$. Οι τιμές αυτές βρίσκονται σε καλή συμφωνία με μετρήσεις που υπάρχουν στη βιβλιογραφία [101]. Τελικά, η διαπλάτυση λόγω φωνονίων της μετάβασης της βαριάς οπής σε κβαντικό πηγάδι σύμφωνα με τις αναφορές [88], [101] είναι αμελητέα για τις θερμοκρασίες 25K και 70K ενώ γίνεται σημαντική σε θερμοκρασίες υψηλότερες των 100K.

Παρομοίως, προηγούμενες μελέτες δείχνουν ότι η διαπλάτυση λόγω κρούσεων (collision broadening) έχει πολύ μικρή επίδραση στο εύρος γραμμής του LPB, εξαιτίας της μειωμένης πυκνότητας καταστάσεων σε καθεστώς ισχυρής σύζευξης [102] και οι μικροί χρόνοι ζωής των πολαριτονίων δεν επιτρέπουν την αποτελεσματική σκέδαση των πολαριτονίων μέσα στην παγίδα. Αντιθέτως, στο υπό μελέτη σύστημα (high Q MC) ο αυξημένος χρόνος ζωής των πολαριτονίων καθίσταται αρκετός ώστε να σχεδαστούν στις καταστάσεις του LPB, οδηγώντας στην έναρξη του πολαριτονικού laser. Ο μηχανισμός ενισχυμένης χαλάρωσης των φορέων μέσα στην πολαριτονική παγίδα, μέσω σκέδασης με ακουστικά φωνόνια καθώς και μέσω σκεδάσεων πολαριτονίου - πολαριτονίου, που είναι απαραίτητος για την έναρξη πολαριτονικού laser, επιβεβαιώνεται από την αύξηση εύρους γραμμής του LPB κατά τη μεταβολή της ισχύος διέγερσης έως το κατώφλι έναρξης του laser, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.8(b). Εφόσον παρατηρήθηκε πολαριτονικό laser στους 25K, η διαπλάτυση αυτή δεν είναι ικανή να φέρει το σύστημα σε κατάρρευση.

Στη συνέχεια θα εξετάσουμε την επίδραση της θερμοκρασίας στον ακτινοβολητικό μέσο χρόνο ζωής των φορέων του συστήματος, ο οποίος προσδιορίζει την πυκνότητα των φορέων σε σταθερή κατάσταση (Steady State) υπό συνεχή οπτική άντληση. Η θερμοκρασιακή εξάρτηση των ακτινοβολητικών ρυθμών είναι αρκετά γνωστή στη βιβλιογραφία

για συστήματα κβαντικών πηγαδιών σε $GaAs/AlGaAs$ [103], [104], ενώ έχουν υπολογιστεί θεωρητικά για συστήματα που παρουσιάζονται τα exciton-polaritons [105]. Υπό μη συντονισμένη οπτική άντληση, αρχικά δημιουργούνται ελεύθερα ηλεκτρόνια και οπές, τα οποία γρήγορα χαλαρώνουν ενεργειακά και δημιουργούν εξιτόνια. Στη συνέχεια μέσω σκεδάσεων χαλαρώνουν με κατεύθυνση την πολαριτονική παγίδα, δηλαδή σε καταστάσεις με μικρό k_{\parallel} και αναμιγνύονται όλο και περισσότερο με το φως, με αποτέλεσμα να αποκτούν περισσότερο φωτονική συμπεριφορά που έχει επίδραση και στη μάζα τους. Αν αυξηθεί η θερμοκρασία, τα πολαριτόνια πλέον αποκτούν επιπλέον θερμική ενέργεια με αποτέλεσμα να σκεδάζονται σε καταστάσεις μεγαλύτερης ενέργειας και μεγαλύτερου k_{\parallel} , όπου η συμπεριφορά τους γίνεται περισσότερο εξιτονική. Ένα μέρος του πληθυσμού της δεξαμενής σκεδάζεται σε καταστάσεις που βγαίνουν εκτός του κώνου φωτός, περιοχή στην οποία δεν υπάρχει πλέον αλληλεπίδραση με το φως. Ο μεγάλος χρόνος ζωής που έχουν οι φορείς που βρίσκονται σε καταστάσεις μεγάλου k_{\parallel} βεβαιώνει ότι ο πληθυσμός είναι θερμοποιημένος. Αυτό δεν ισχύει για τις καταστάσεις μικρού k_{\parallel} , όπου ο χρόνος ζωής των φορέων που είναι σχετικά μικρός και εμποδίζει την αποτελεσματική θερμοποίηση τους στον πυθμένα της πολαριτονικής παγίδας. Να σημειωθεί ότι ο μέσος χρόνος ζωής των φορέων εξαρτάται από την κατανομή τους στις διαφορετικές ενεργειακές καταστάσεις και από το χρόνο ζωής της κάθε κατάστασης. Σαν αποτέλεσμα, η αύξηση της θερμοκρασίας στο σύστημα οδηγεί στην ανακατανομή των φορέων σε καταστάσεις με υψηλότερο k_{\parallel} και προκαλεί συνολική αύξηση του χρόνου ζωής τους, ενώ δεν υπάρχει αξιόλογη μεταβολή στο μη ακτινοβολητικό ρυθμό αυτών των καταστάσεων για το εύρος θερμοκρασιών που μελετήθηκε. Παρόλο που η αύξηση της θερμοκρασίας ενισχύει τη χαλάρωση των πολαριτονίων μέσα στην παγίδα, ο πληθυσμός των πολαριτονίων που βρίσκεται σε καταστάσεις κοντά στο $k_{\parallel} = 0$, αποτελεί ένα πολύ μικρό ποσοστό του συνολικού πληθυσμού, με αποτέλεσμα η διαμόρφωση του συνολικού χρόνου ζωής των φορέων στο σύστημα να καθορίζεται ελάχιστα από αυτόν. Έτσι για ίδιο ρυθμό άντλησης στο σύστημα η πυκνότητα των φορέων σε στάσιμη κατάσταση αυξάνεται όσο αυξάνεται η θερμοκρασία, εξαιτίας της αύξησης του ενεργού χρόνου ζωής των φορέων. Η αύξηση στην πυκνότητα οδηγεί σε μείωση του Rabi Splitting λόγω, από τη μία πλευρά της μείωσης του oscillator strength του εξιτονίου και από την άλλη της διαπλάτυνσης του εύρους γραμμής του εξιτονίου λόγω κρούσεων.

Στο Σχήμα 5.10 παρουσιάζουμε την εκτιμώμενη πυκνότητα φορέων ανά κβαντικό πηγάδι για διαφορετικές τιμές ισχύος και θερμοκρασίας, θεωρώντας γραμμική την αύξηση του χρόνου ζωής από θεωρητικούς υπολογισμούς για τα πολαριτόνια σε λειτουργία στη



Σχήμα 5.10: Η εκτιμώμενη αλλαγή στην πυκνότητα φορέων ανά QW συναρτήσει της αύξησης της θερμοκρασίας και της ισχύος, θεωρώντας γραμμική αύξηση του χρόνου ζωής των φορέων με τη θερμοκρασία (διακεκομμένη γραμμή). Τα τετράγωνα απεικονίζουν τις βελτιστοποιημένες τιμές του κατωφλίου που μετρήθηκαν σε διαφορετικές θερμοκρασίες.

γραμμική περιοχή [105]. Η γραμμική σχέση περιγράφεται με την γκρι διακεκομμένη γραμμή. Παρόλο που στους θεωρητικούς υπολογισμούς δεν συνυπολογίζεται ο ιονισμός των εξιτονίων σε υψηλότερες θερμοκρασίες, ο ιονισμός θα οδηγούσε σε μίξη των εξιτονίων με τα ελεύθερα ηλεκτρόνια και τις οπές. Οι ελεύθεροι φορείς ζουν αρκετά, με αποτέλεσμα να αυξάνουν την πυκνότητα φορέων στάσιμης κατάστασης για όμοιους ρυθμούς άντλησης. Όπως μπορεί να γίνει σαφές από το Σχήμα 5.10 και σύμφωνα με τους λόγους που αναφέρουμε παραπάνω, παρόλο που η οπτική ισχύς κατωφλίου είναι παρόμοια για τις θερμοκρασίες $25K$ και $70K$, η πυκνότητα φορέων ανά χβαντικό πηγάδι για τις δύο τιμές θερμοκρασιών είναι πολύ διαφορετική. Στη θερμοκρασία των $70K$ ο αριθμός των φορέων ανά χβαντικό πηγάδι εκτιμήθηκε ότι είναι διπλάσιος από την πυκνότητα κορεσμού, εκτίμηση που συμφωνεί με παρατηρήσεις για κατάρρευση του SC για πυκνότητες μεγαλύτερες από την πυκνότητα κορεσμού [12], [100].

Τα γκρι τετράγωνα του Σχήματος 5.10 αναπαριστούν τις βελτιστοποιημένες τιμές κατωφλίου για είσοδο σε μη γραμμική περιοχή λειτουργίας για ένα εύρος διαφορετικών θερμοκρασιών. Παρατηρείται ότι υπάρχει ξεκάθαρη αύξηση του κατωφλίου σε SC συναρτήσει της θερμοκρασίας (έως $50K$), γεγονός που είναι σύμφωνο με παλαιότερες αναφορές σε συστήματα μικροκοιλιοτήτων *GaAs*, *CdTe* και *GaN* σε πυκνότητες που αναλογούν σε

κάθε σύστημα υλικών σύμφωνα με την αντίστοιχη ενέργεια σύνδεσης του εξιτονίου [69], [93], [94]. Στα πλαίσια της παρούσας διατριβής θεωρούμε ότι, για συνθήκες με σχετικά μικρό αρνητικό αποσυντονισμό, η αύξηση στο κατώφλι μπορεί να αποδοθεί στη θερμική διέγερση των πολαριτονίων εκτός της παγίδας [94] και στην αύξηση με τη θερμοκρασία της κρίσιμης πυκνότητας φορέων για συμπύκνωση [106].

Στο σημείο αυτό πρέπει να σημειωθεί ότι, παρόλο που η υπολογισθείσα πυκνότητα στάσιμης κατάστασης μπορεί να ερμηνεύσει την κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης, η εκτίμηση της πυκνότητας φορέων κατωφλίου στους $70K$ είναι μικρότερη από τη θεωρητική πυκνότητα διαφάνειας (transparency density) που είναι $n_{tr} = 3 \times 10^{11} cm^{-2}$ για χβαντικά πηγάδια πάχους $10nm$ $GaAs/AlGaAs$, στους $70K$, όπως στο παρόν σύστημα [107]. Μια πιθανή ερμηνεία αυτού είναι η υποεκτίμηση του θεωρητικού χρόνου ζωής συναρτήσει της θερμοκρασίας που χρησιμοποιήθηκε στο Σχήμα 5.10, η οποία είναι υπολογισμένη για παράγοντα ποιότητας Q της τάξεως των μερικών χιλιάδων. Όπως στοιχειοθετήθηκε από την παρατήρηση πολαριτονικού laser, ο μεγάλος χρόνος ζωής των φωτονίων της κοιλότητας αύξησε το χρόνο ζωής των πολαριτονίων και αυξήθηκαν με τη σειρά τους οι σχεδιάσεις μεταξύ των πολαριτονίων με αποτέλεσμα την αποδοτικότερη θερμοποίηση των φορέων. Άλλη πιθανότητα είναι η ύπαρξη εξιτονίων στα χβαντικά πηγάδια ακόμα και μετά την κατάρρευση του SC. Αυτό ίσως εξηγεί το χαμηλό κατώφλι πυκνότητας φορέων στη μη γραμμική περιοχή λειτουργίας σε καθεστώς ασθενούς σύζευξης στους $70K$, όπως σε μια μελέτη που προτείνουν ότι τα εξιτόνια μπορούν να παίξουν ρόλο στην μείωση του κατωφλίου [108], [109]. Για την καλύτερη ερμηνεία της λειτουργίας laser σε καθεστώς WC και σε πυκνότητα χαμηλότερη της πυκνότητας διαφάνειας, χρειάζεται επιπλέον μελέτη τέτοιων συστημάτων.

5.5 Αποτελέσματα από το ερευνητικό έργο που διεξήχθη από επιστημονικές συνεργασίες με άλλες ομάδες

Στο παρόν υποκεφάλαιο θα παρουσιάσουμε περιληπτικά τα σημαντικότερα πειραματικά αποτελέσματα που προέκυψαν από τη συνεργασία της ομάδας μας με την ομάδα Νανοφωτονικής του Πανεπιστημίου του Cambridge. Σκοπός της παρουσίασής τους αποτελεί η ανάδειξη της δυναμικής των πολαριτονικών συστημάτων τόσο στο επίπεδο της βασικής

έρευνας στα στερεά υλικά όσο και στο επίπεδο των πιθανών ρεαλιστικών εφαρμογών τους.

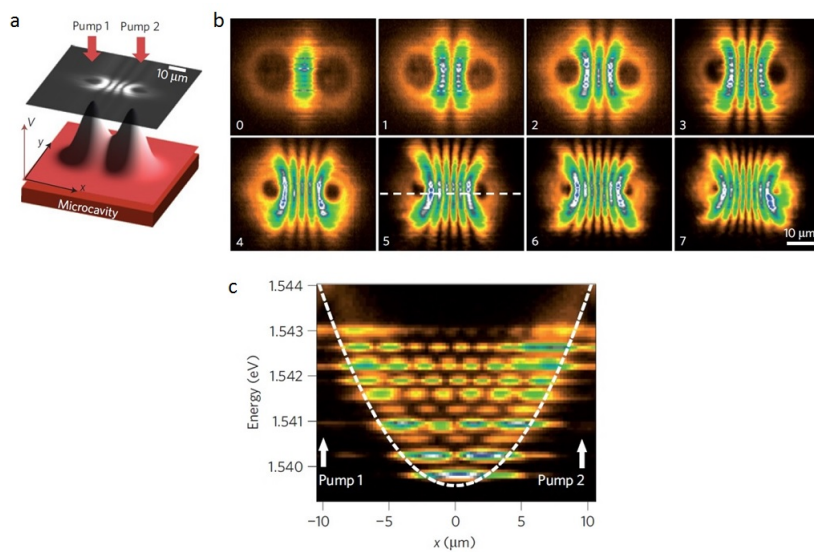
Η συνεργασία έχει εκκίνηση το 2008, κατά την προσωπική επίσκεψη και διεξαγωγή πειραμάτων στο εργαστήριο Cavendish, στα πλαίσια της πτυχιακής εργασίας για το Τμήμα Φυσικής του Πανεπιστημίου Κρήτης. Έκτοτε η συνεργασία βασίζεται στο θεωρητικό σχεδιασμό των πειραμάτων πάνω στα υψηλής ποιότητας δείγματα που κατασκευάζονται και χαρακτηρίζονται από την ομάδα της Κρήτης. Στις ερευνητικές μελέτες που θα παρουσιαστούν στη συνέχεια, η προσωπική συμβολή επεκτείνεται στον χαρακτηρισμό, τη φασματοσκοπία και τη μέτρηση παραμέτρων σχετικών με τα όρια του συστήματος καθώς επίσης και στη διόρθωση και την αξιολόγηση της προς δημοσίευση εργασίας.

5.5.1 Δημιουργία ταλαντωτών με οπτικά μέσα σε μη γραμμικό κβαντικό υγρό

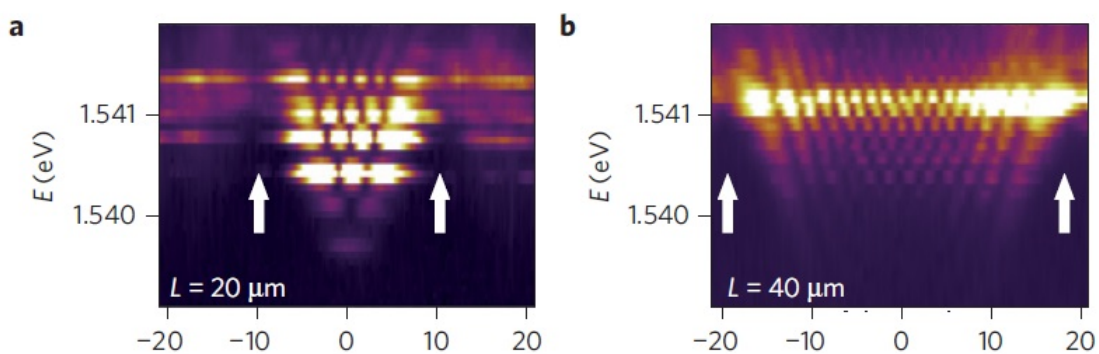
Στην πρώτη χρονολογικά ερευνητική μελέτη που έγινε πάνω στην υψηλού παράγοντα ποιότητας μικροκοιλότητα που αναφέρουμε νωρίτερα στο κεφάλαιο αυτό, η ομάδα από το Cambridge δημιουργώντας δύο 2D πολαριτονικά συμπυκνώματα, δημιούργησε τις συνθήκες για απευθείας απεικόνιση στον πραγματικό χώρο ενός ταλαντούμενου κβαντικού ρευστού. Παρόλο που το υπερρευστό ταλαντώνεται σε συχνότητες THz , με την πειραματική διάταξη ενός απλού οπτικού μικροσκοπίου επετεύχθη η απεικόνιση στον πραγματικό χώρο των σταθερών κυματοσυναρτήσεων ενός κβαντικού αρμονικού ταλαντωτή, κατά την αλληλεπίδραση μεταξύ των συμπυκνωμάτων.

Πιο συγκεκριμένα, φέρνοντας σε κοντινή απόσταση τα δύο spots δημιουργείται ένα παραβολικό ενεργειακό προφίλ ανάμεσά τους, με αποτέλεσμα τα πολαριτόνια να κατανέμονται στις ισαπέχουσες επιτρεπτές ενεργειακές καταστάσεις που ορίζει ο κβαντικός αρμονικός ταλαντωτής. Το δυναμικό αυτό, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.11(a), δημιουργείται λόγω του ενεργειακού blueshift στην περιοχή που εστιάζονται οι δέσμες διέγερσης, όπου η πυκνότητα των φορέων είναι μεγαλύτερη. Η εκπομπή φωτός από τις καταστάσεις αυτές, μέσω των απωλειών των κατόπτρων της κοιλότητας επιτρέπει την απεικόνισή τους στον πραγματικό χώρο. Μεταβάλλοντας την απόσταση μεταξύ των spot διέγερσης διαμορφώνεται διαφορετικά το δυναμικό $V(r)$ ανάμεσα, με αποτέλεσμα να αλλάζει η ενεργειακή διαφορά των επιπέδων $h\nu$ (Σχήμα 5.12(a),(b)).

Κρατώντας τώρα την απόσταση μεταξύ των spots σταθερή και αυξάνοντας την ισχύ



Σχήμα 5.11: Εμφάνιση κυματοσυναρτήσεων πολარიτονικών συμπυκνωμάτων στο χώρο. (a) Πειραματική αναπαράσταση δύο δεσμών διέγερσης εστιασμένες σε επίπεδη μικροκοιλότητα. Το ενεργό δυναμικό V (κόκκινο) παράγει πολλαπλά συμπυκνώματα (η γκρι εικόνα δείχνει τις καταστάσεις του απλού αρμονικού ταλαντωτή), (b) εικόνες τομογραφίας της εκπομπής πολარიτονίων καθώς αυξάνεται ο αριθμός των καταστάσεων του απλού αρμονικού ταλαντωτή. (c) Φάσματα από τον πραγματικό χώρο ανάμεσα στα δύο spots διέγερσης [30].



Σχήμα 5.12: Εξάρτηση των καταστάσεων του απλού αρμονικού ταλαντωτή από την απόσταση μεταξύ των spots διέγερσης (L) [30].

διέγερσης, το ισχυρότερο εισαγόμενο blueshift δημιουργεί βαθύτερο δυναμικό, το οποίο με τη σειρά του αυξάνει τον αριθμό των καταστάσεων του αρμονικού ταλαντωτή που παγιδεύονται μέσα του. Όπως έχουμε αναφέρει στο Κεφ. 3 το παραγόμενο δυναμικό οφείλεται στις ισχυρές μη γραμμικές απωστικές δυνάμεις μεταξύ των πολαριτονίων (και των πολαριτονίων με την εξιτονική δεξαμενή) που περιγράφονται από τον παράγοντα g και το μέτρο του εξαρτάται από την πυκνότητα των φορέων στην περιοχή $|\Psi^2|$. Έτσι το δυναμικό διαμορφώνεται ως $V_{max} = g|\Psi^2|$.

Η θεωρητική ερμηνεία που αποδίδεται στην παρατήρηση των παραπάνω αποτελεσμάτων προκύπτει από επίλυση της μιγαδικής εξίσωσης Ginzburg-Landau που αναφέρεται στο Κεφ. 3 και περιγράφει τη συμπεριφορά σε συστήματα εκτός ισορροπίας και στην περιοχή κοντά σε σπάσιμο συμμετρίας που συνδέεται και με δημιουργία patterns.

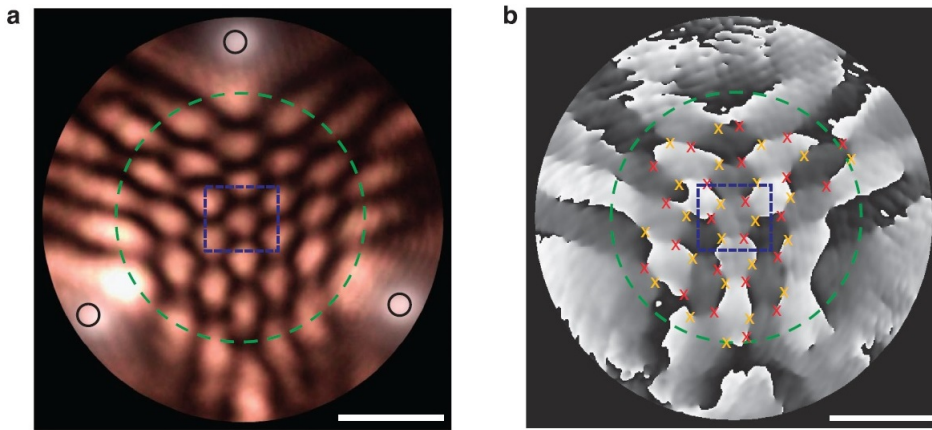
Τέλος, ένα άλλο σημαντικό αποτέλεσμα είναι ότι εκτός του ότι οι φορείς του κάθε συμπυκνώματος βρίσκονται σε πλήρη συμφωνία μεταξύ τους, παρατηρείται σταθερή σχέση της φάσης, που προκύπτει αυθόρμητα μεταξύ των δυο διαφορετικών συμπυκνωμάτων, λόγω της αλληλεπίδρασής τους μέσω της ταλάντωσης του πολαριτονικού κυματοπακέτου, του οποίου η περίοδος διαμορφώνεται ανάλογα με την απόσταση μεταξύ των spots της διέγερσης.

Τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν παραπάνω προκαλούν ανδιαμφισβήτητα μεγάλο ενδιαφέρον από την πλευρά της βασικής έρευνας στα στερεά υλικά, ειδικά αν συνυπολογίσει κανείς ότι θα είναι πολύ σύντομα εφικτά σε θερμοκρασία δωματίου. Από πλευράς εφαρμογών, η απλότητα και η ευελιξία της δημιουργίας αλληλεπιδρόντων πολαριτονικών συμπυκνωμάτων, χωρίς προκαθορισμένη γεωμετρία μεταξύ των δύο ή περισσότερων spots, δηλαδή με δυναμική διαμόρφωση του ενεργειακού προφίλ, δίνει τη δυνατότητα δημιουργίας πολαριτονικών κυκλωμάτων και άλλων μελλοντικών εφαρμογών όπως οι συμβολομετρικές συσκευές.

5.5.2 Σταθερά γεωμετρικά πλέγματα δινών σε κβαντικό ρευστό στους ημιαγωγούς

Προχωρώντας ερευνητικά ένα βήμα παρακάτω και εισάγοντας περισσότερα spots, μελετήθηκε η αλληλεπίδρασή τους σε διάφορες γεωμετρίες [55]. Αρχικά δημιουργώντας τρια συμπυκνώματα σε τριγωνική συμμετρία σε ίδιες συνθήκες άντλησης παρατηρήθηκε, από

εικόνες συμβολής μέσω ενός συμβολόμετρου Mach-Zehnder, ότι δημιουργείται ένα πλέγμα από 50 δίνες και αντιδίνες, οι οποίες βρίσκονται εντοπισμένες στις ακμές ενός κυψελοειδούς εξαγωνικού πλέγματος (βλέπε Σχήμα 5.13). Το pattern που δημιουργείται περιγράφεται από από μία κυματοσυνάρτηση που εκτείνεται μερικές δεκάδες μικρόμετρα. Την εμφάνιση του πλέγματος, που παράγεται από τρία ισαπέχοντα spots, έρχεται να επιβεβαιώσει η προσομοίωση με τη γενικευμένη εξίσωση cGLE που έχουμε αναφέρει στο Κεφ. 3. Να σημειωθεί σε αυτό το σημείο ότι η εμφάνιση του πλέγματος δινών προκύπτει αυθόρμητα στο σύστημα και όχι από πιθανό εξωτερικό παράγοντα περιστροφής (βλέπε Κεφ. 3).

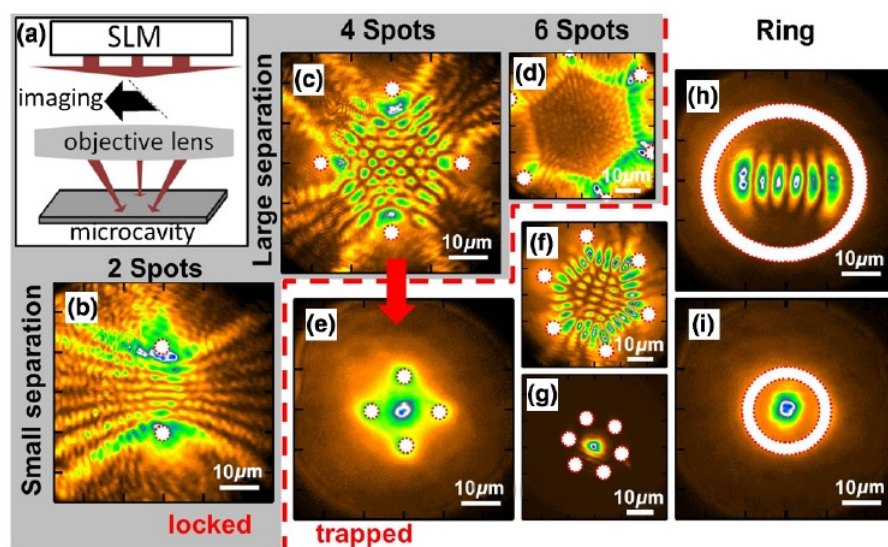


Σχήμα 5.13: Εξαγωνικό πλέγμα ζευγών δίνης - αντιδίνης. (a) Ένταση και (b) εικόνα μεταβολής της φάσης από εκπομπή πολαριτονίων που δείχνει τον σχηματισμό εξαγωνικού πλέγματος από τρία spot διέγερσης (μαύροι κύκλοι), όπου σημειώνονται οι δίνες (κόκκινο) και οι αντιδίνες (πορτοκαλί). Η μπάρα κλίμακας είναι $5\mu m$ [55].

Η επέκταση σε γεωμετρίες με περισσότερα συμπυκνώματα σε αλληλεπίδραση, παρουσιάζουν την μεγάλη δυναμική των συστημάτων πολαριτονικών υπερρευστών. Για παράδειγμα σε αντίθεση με την περίπτωση των τριών συμπυκνωμάτων, όπου έχουμε κλείδωμα της ίδιας φάσης μεταξύ τους, στην περίπτωση των τεσσάρων συμπυκνωμάτων σε τετραγωνική συμμετρία το σύστημα έχει δύο πιθανές τιμές φάσης για τα γειτονικά συμπυκνώματα. Ένα τέτοιο σύστημα είναι ανάλογο με φερομαγνητισμό και αντιφερομαγνητισμό σε ένα 2D σύστημα με spin και η κατάστασή του μπορεί να γίνει διακριτή εξετάζοντας την πυκνότητα των πολαριτονίων στο κέντρο του, όπου στη μία περίπτωση έχουμε μέγιστο ενώ στην άλλη ελάχιστο. Για περισσότερες πληροφορίες ο αναγνώστης παραπέμπεται στην δημοσίευση [55]. Τα συστήματα αυτά θα μπορούσαν να έχουν εφαρμογές είτε για τη δημιουργία qubits είτε για συμβολομετρία.

5.5.3 Μετάβαση φάσης του υπερρευστού με οπτικά μέσα και παγίδευση του πολαριτονικού συμπυκνώματος

Η συνέχεια της μελέτης σχετικά με την κινητική των πολαριτονικών συμπυκνωμάτων έγινε με την παραγωγή πιο σύνθετου γεωμετρικά spot διέγερσης με τη χρήση του χωρικού διαμορφωτή φωτός (SLM) όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.14(a) και έχουμε αναφέρει στο Κεφ. 3. Με τον SLM έγινε εφικτή η μελέτη των αλληλεπιδράσεων μεγαλύτερου αριθμού συμπυκνωμάτων μεταβάλλοντας με ακρίβεια και ευκολία την ισχύ της κάθε δέσμης, την απόσταση μεταξύ των συμπυκνωμάτων και τη γεωμετρία του σχηματισμού τους.



Σχήμα 5.14: Μετάβαση από κατάσταση κλειδωμένης φάσης (locked) σε κατάσταση παγίδευσης συμπυκνώματος (trapped). (a) Διάταξη με τη χρήση χωρικού διαμορφωτή φωτός. (b)-(i) Εικόνες στον χώρο που δείχνουν τη δημιουργία συμπυκνωμάτων από τις δέσμες διέγερσης (κόκκινη διακεκομμένη) κατά την μείωση της μεταξύ τους απόστασης (από πάνω προς τα κάτω). Το κλείδωμα της φάσης ((b)-(d)) μετατρέπεται σε παγιδευμένα ((e)-(i)) συμπυκνώματα [75].

Κατά τη μείωση της απόστασης μεταξύ των συμπυκνωμάτων (≥ 4) παρατηρήθηκε ότι, καθώς μειώνεται η απόσταση μεταξύ τους, έχουμε μετάβαση φάσης από τον σχηματισμό του pattern δινών-αντιδινών (με το αντίστοιχο κλείδωμα φάσης μεταξύ των συμπυκνωμάτων που παρουσιάστηκε στην προηγούμενη παράγραφο) (locked), σε κατάσταση παγίδευσης ενός πολαριτονικού συμπυκνώματος (trapped). Στο ίδιο αποτέλεσμα μπορεί κανείς να φτάσει αυξάνοντας την ισχύ των spots διέγερσης, αυξάνοντας έτσι το τοπικό δυναμικό και δημιουργώντας μια παγίδα δυναμικού στο κέντρο. Στο Σχήμα 5.14 διακρίνονται οι δύο

περιπτώσεις σε διαφορετικές γεωμετρικές διέγερσης. Το συνεργατικό κλείδωμα φάσης που λαμβάνει χώρα κατά την αλληλεπίδραση πολλών συμπυκνωμάτων οδηγεί στη σημαντική πτώση του κατωφλίου για την εμφάνιση του κεντρικού πολαριτονικού συμπυκνώματος στο κέντρο της παγίδας. Σε κυκλική γεωμετρία δεν έχουμε μετάβαση φάσης αλλά εξαρχής δημιουργία παγιδευμένου συμπυκνώματος στο κέντρο, ενώ το κατώφλι ισχύος εξαρτάται από την διάμετρο και την ισχύ του κυκλικού spot διέγερσης.

Τέλος, ένα σημαντικό συμπέρασμα αποτελεί το ότι, σε όλες τις διαφορετικές γεωμετρίες παγίδευσης, το δημιουργηθέν συμπύκνωμα χρειάζεται την ίδια συνολική ροή άντλησης, ανεξάρτητα από τον αριθμό των spots. Αυτό υποδεικνύει ότι η δημιουργία συμπυκνώματος προέρχεται από πολαριτόνια που υπόκεινται σε εξαναγκασμένη σκέδαση με όλες τις δεξαμενές (σημεία διέγερσης) να συμμετέχουν ενεργά.

5.6 Σύνοψη

Συμπερασματικά, παρουσιάστηκε λειτουργία πολαριτονικού laser, σε επίπεδη μικροκοιλότητα υψηλού παράγοντα ποιότητας Q , σε χαμηλές θερμοκρασίες ($T < 50K$), υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση. Σε υψηλότερες θερμοκρασίες παρατηρήθηκε laser σε καθοστώως ασθενούς σύζευξης, με συγκρίσιμο κατώφλι εισόδου σε μη γραμμική λειτουργία. Η κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης με την αύξηση της θερμοκρασίας πάνω από τους $50K$, συνδέθηκε με την αύξηση του μέσου χρόνου ζωής των φορέων και κατά συνέπεια την αύξηση της συνολικής πυκνότητας των φορέων. Οι συγκρίσιμες τιμές κατωφλίου λειτουργίας για τις θερμοκρασίες των $25K$ και $70K$ αποκάλυψε ένα ενδιαφέρον ενδιαμέσο καθοστώως λειτουργίας για εκπομπή laser με χαμηλό κατώφλι σε υψηλότερες θερμοκρασίες. Γίνεται λοιπόν σαφές ότι οποιαδήποτε πραγματοποίηση μηχανισμού ή συσκευής που στηρίζεται στα πολαριτόνια, απαιτεί λεπτομερέστερη σύγκριση και κατανόηση των διαφορετικών καθοστώως λειτουργίας laser, καθώς και τα πλεονεκτήματα που το κάθε ένα προσφέρει. Πεποίθησή μας είναι ότι περαιτέρω βελτιστοποίηση της άντλησης με χαρακτηριστικά συντονισμένης διέγερσης (resonant excitation), όπως για παράδειγμα με την εκμετάλλευση του καναλιού σκέδασης με οπτικά φωνόνια [90], [91], [110], θα μπορούσαν να οδηγήσουν σε βελτίωση της απόδοσης των πολαριτονικών συσκευών, εκπληρώνοντας έτσι τη δυναμική τους, ως πηγές σύμφωνου, μονοχρωματικού φωτός με πολύ χαμηλό κατώφλι λειτουργίας.

Τέλος παρουσιάσαμε συνοπτικά πολύ σημαντικά αποτελέσματα που προέκυψαν από συ-

νεργασία, πάνω στο υψηλής ποιότητας δείγμα που κατασκευάσαμε, τα οποία βοηθούν στην καλύτερη κατανόηση σχετικά με τη κινητική και την αλληλεπίδραση των συμπυκνωμάτων. Λαμβάνοντας όλα τα παραπάνω υπόψη μπορούμε να έχουμε μια αίσθηση της δυναμικής και της συνεχούς ανάπτυξης του ευρύτερου πεδίου των οπτοηλεκτρονικών συσκευών του μέλλοντος.

Κεφάλαιο 6

Μεταβολή της ενέργειας πολαριτονικού συμπυκνώματος μέσω εφαρμογής ηλεκτρικού δυναμικού

6.1 Επισκόπηση

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιάσουμε το πρότυπο μιας διάταξης μέσω της οποίας μπορούμε να μεταβάλουμε και να θέσουμε υπό έλεγχο, την ενέργεια του πολαριτονικού συμπυκνώματος. Η αρχή λειτουργίας του οφείλεται στην εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου μέσω της εφαρμογής διαφοράς δυναμικού στην περιοχή των κβαντικών πηγαδιών. Η ικανότητα ελέγχου της ενέργειας του συμπυκνώματος αποτελεί ένα πολύ σημαντικό βήμα για την ρεαλιστική κατασκευή ηλεκτρικά ελεγχόμενων πολαριτονικών διατάξεων όπως πολαριτονικά κυκλώματα καθώς και εκπομπούς σύμφωνου φωτός μεταβλητού μήκους κύματος.

6.2 Εισαγωγή

Μετά την επιτυχή παρατήρηση της συμπύκνωσης Bose-Einstein των πολαριτονίων [16], η προσοχή στράφηκε στα ποικίλα κβαντικά φαινόμενα και στην πραγματοποίηση πολαριτονικών διατάξεων κβαντικής πληροφορίας [19], [21], [69], [30], [31]. Παρόλη την με-

γάλη πρόοδο που έχει σημειωθεί τα τελευταία χρόνια στον χειρισμό των πολαριτονικών συμπυκνωμάτων μέσω οπτικής διαμόρφωσης της ενέργειας του επιπέδου κίνησης (energy landscape) τους σε επίπεδες δομές (2D) αλλά και σε processed μικροκοιλότητες (micropillars, polariton circuits) [21], [69], [30], [32], [33], δεν έχει μέχρι στιγμής παρουσιαστεί, ενώ αποτελεί ζωτικής σημασίας για μελλοντικές συσκευές, ένα ηλεκτρικά διαμορφωμένο δυναμικό. Μια μέθοδος δηλαδή που θα μπορεί να διαμορφώσει το προφίλ της δυναμικής ενέργειας κατά μήκος της δομής, αν εξαιρέσουμε τις μέχρι τώρα μεθόδους μέσω χωρικού περιορισμού ή και ενσωματωμένης κλίσης (wedge) του παράγοντα αποσυντονισμού εκ κατασκευής [30]. Να σημειωθεί σε αυτό το σημείο ότι ο χωρικός περιορισμός εισάγει ατέλειες στα άκρα της διάταξης που οδηγεί σε ενισχυμένες απώλειες.

Η διαμόρφωση του ενεργειακού τοπίου μέσω της οπτικής άντλησης βασίζεται στην εισαγωγή επιπλέον φορέων τοπικά στο σύστημα. Η αύξηση της πυκνότητας τους στα σημεία εκείνα προκαλεί μεταβολή της ενέργειας των πολαριτονικών καταστάσεων σε υψηλότερες ενέργειες (energy blueshift). Η ανεπιθύμητη αλληλεπίδραση των οπτικά διεγερόμενων φορέων με το πολαριτονικό συμπύκνωμα, ενδέχεται να επιφέρει επιπλέον θέρμανση των φορέων, κατά τον έλεγχο με χρήση μεγαλύτερης οπτικής ισχύος [32], [111], και να οδηγήσει σε κατάρρευση και λειτουργία της πολαριτονικής διάταξης σε ασθενή σύζευξη. Από την άλλη πλευρά, η μέθοδος ελέγχου μέσω ηλεκτρικού πεδίου δεν απαιτεί τη δημιουργία επιπλέον φορέων στο σύστημα και ο λόγος αυτός την καθιστά ως την πιο ελκυστική προσέγγιση για την πραγματοποίηση ηλεκτρικά ελεγχόμενων πολαριτονικών διατάξεων. Επίσης πρόσφατα προτάθηκε ότι τα ηλεκτρικώς ελεγχόμενα πολαριτονικά κυκλώματα λογικής αποτελούν τον προτιμώμενο δρόμο για την πραγματοποίηση των πολαριτονικών διατάξεων λογικής [112].

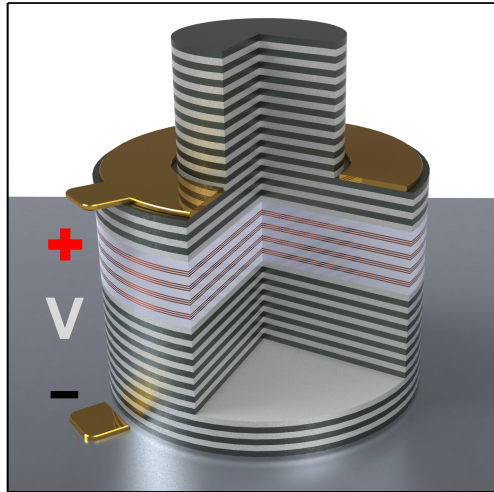
Στο παρόν μέρος της εργασίας θα παρουσιάσουμε την συμπεριφορά του πολαριτονικού συμπυκνώματος, υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου, σε μικροκοιλότητα με υψηλό παράγοντα ποιότητας Q . Αντίθετα με την αναμενόμενη μεταβολή του κάτω πολαριτονικού κλάδου (LPB) σε χαμηλότερη ενέργεια (energy redshift), εξαιτίας της επίδρασης του QCSE (Quantum Confined Stark Effect) στις εξιτονικές μεταβάσεις, η εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος της διάταξης [113], [114], παρατηρήθηκε ότι προκάλεσε μεταβολή σε υψηλότερη ενέργεια (energy blueshift) του LPB μέσω ελεγχόμενης μερικής μείωσης του Rabi splitting. Οι μετρήσεις ανακλαστικότητας και φωτοφωταύγειας σε απομονωμένο σύστημα τριπλών χβαντικών πηγαδιών, όπως θα δείξει η ανάλυση στη συνέχεια, αποκαλύπτουν ότι η αύξηση της ενέργειας του LPB έχει εκκίνηση στο σημείο, όπου η κάμψη των

ενεργειακών ζωνών μέσω μεταβολής του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου, επιτρέπει την ευθυγράμμιση των ενεργειακών επιπέδων μεταξύ γειτονικών πηγαδιών μέσω του ενεργειακού καναλιού που αντιστοιχεί σε ενέργεια ενός οπτικού φωνονίου (LO phonon channel). Η μεταφορά φορτίου μέσω του φαινομένου σήραγγας (tunneling) αποτελεί μη αντιστρέψιμη διεργασία και εισάγει μια ανομοιογενή κατανομή του ηλεκτρικού φορτίου στα κβαντικά πηγάδια, που με τη σειρά της διαμορφώνει το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο και διαχωρίζει την αρχικά εκφυλισμένη ενέργεια εξιτονίου σε δύο μέρη (βλέπε Σχήμα 6.3(c)). Η παρουσία δυο εξιτονίων, τα οποία υπόκεινται σε διαφορετικό ηλεκτρικό πεδίο, έχει συνέπεια την μερική υποβάθμιση της δύναμης ζεύξης τους με το cavity mode, με αποτέλεσμα τη μείωση του Rabi Splitting και την αύξηση της ενέργειας του LPB.

6.3 Περιγραφή του δείγματος

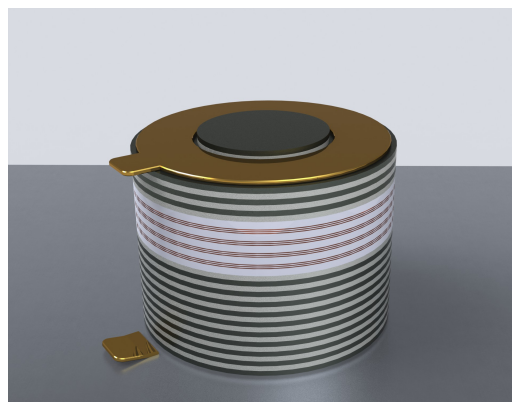
Το δείγμα είναι μια μικροκοιλότητα υψηλού παράγοντα ποιότητας Q ($Q \approx 16000$) με το μήκος της κοιλότητας να είναι $\frac{5}{2}\lambda$. Μέσα στην κοιλότητα είναι τοποθετημένες τέσσερις συστοιχίες των τριών κβαντικών πηγαδιών $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$, με το πλάτος κάθε πηγαδιού να είναι $10nm$. Τα κάτοπτρα της κοιλότητας (DBRs) αποτελούνται από 32 (35) περιόδους των υλικών $AlAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ για το πάνω (κάτω). Τα DBRs είναι κατασκευασμένα χωρίς προσμίξεις για την αποφυγή περαιτέρω οπτικών απωλειών που θα μείωναν τον παράγοντα Q .

Στο Σχήμα 6.1 παρουσιάζεται ένα σχήμα της δομής στο οποίο έχουν τοποθετηθεί ηλεκτρικές Schottky επαφές. Με εγχάραξη του δείγματος μέχρι τις τελευταίες περιόδους του πάνω DBR, πριν την είσοδο στην κοιλότητα, δημιουργείται ένας δακτύλιος, όπου μπορεί να γίνει η εναπόθεση της πάνω επαφής. Με τον τρόπο αυτό, ελαχιστοποιείται η απόσταση μεταξύ των επαφών καθώς και η τάση για την παραγωγή των απαιτούμενων ηλεκτρικών πεδίων. Σε επόμενο βήμα, επέρχεται η εγχάραξη του δείγματος μέχρι τις πρώτες περιόδους του κάτω DBR, κάτω από το επίπεδο της κοιλότητας (εξωτερικά του δακτυλίου της πάνω επαφής), κατασκευάζοντας κυλινδρικές δομές με διάμετρο $200\mu m$ (mesas). Η υψηλή σειριακή αντίσταση των στρωμάτων των DBRs που απέμειναν εξασφαλίζουν την ομοιογένεια του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του mesa. Το γεγονός αυτό, έχει βάση αν κανείς συνυπολογίσει την υψηλή αντίσταση στη διεύθυνση ανάπτυξης της δομής (z), σε σχέση με την αντίσταση που έχουν τα στρώματα στο επίπεδο κάθετα του z . Επιπλέον κατασκευάστηκε



Σχήμα 6.1: Απεικόνιση της processed διάταξης της μικροκοιλότητας υψηλού παράγοντα ποιότητας Q με τέσσερις συστοιχίες χβαντικών πηγαδιών τοποθετημένες μέσα στην κοιλότητα. Η εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου κάθετα στο επίπεδο των χβαντικών πηγαδιών γίνεται μέσω της εφαρμογής τάσης στις Schottky επαφές.

ένα δεύτερο δείγμα με τέσσερις συστοιχίες των τριών χβαντικών πηγαδιών, χωρίς πάνω DBR κάτοπτρο, για να μελετηθεί η συμπεριφορά των εξιτονίων κατά τη μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου, χωρίς την ύπαρξη αλληλεπίδρασης με το cavity mode. Το κάτω DBR κάτοπτρο σχεδιάστηκε με το stop band της ανακλαστικότητας του να είναι στο κέντρο της ενέργειας της εξιτονικής μετάβασης, ώστε να έχουμε ενισχυμένη ανάκλαση της εκπομπής του εξιτονίου και τη δημιουργία ευδιάκριτων χαρακτηριστικών γραμμών των εξιτονικών μεταβάσεων στο φάσμα ανακλαστικότητας. Ένα σχέδιο της διάταξης περιγράφεται στο Σχήμα 6.2.

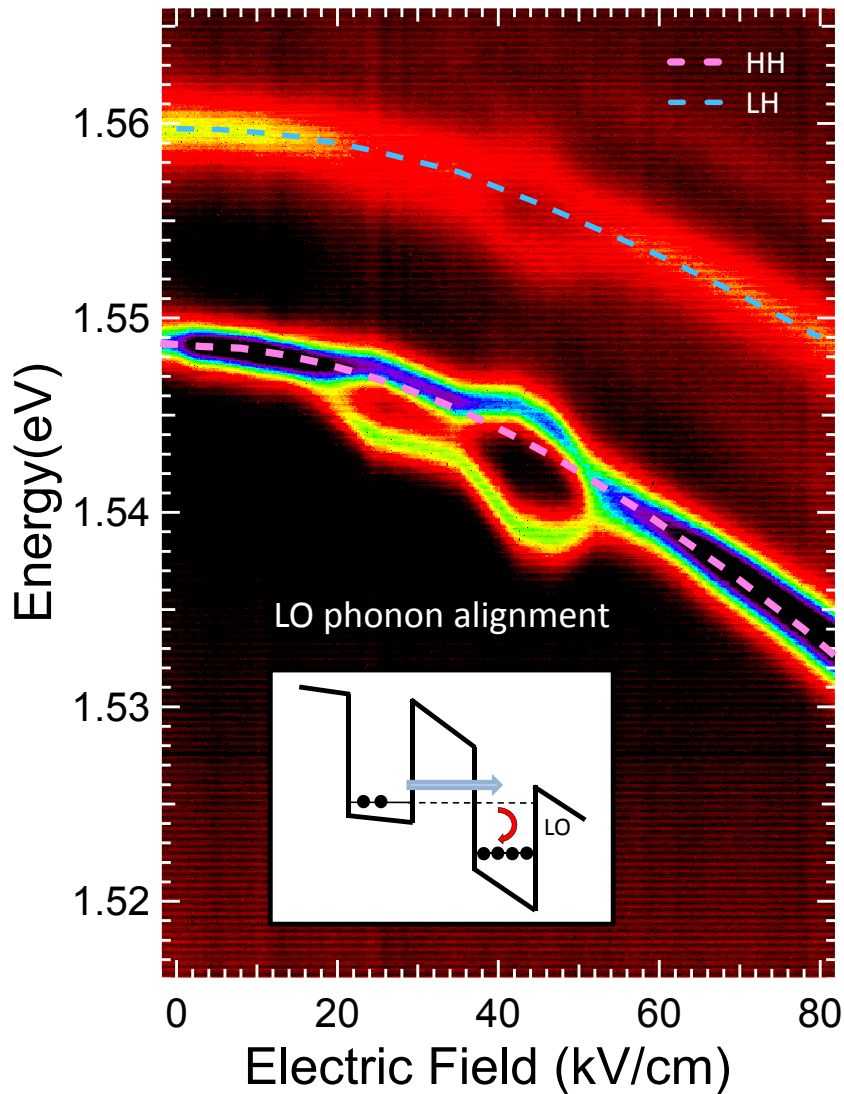


Σχήμα 6.2: Απεικόνιση της processed διάταξης με τέσσερις συστοιχίες των τριών χβαντικών πηγαδιών τοποθετημένες μέσα στην κοιλότητα χωρίς την ανάπτυξη του πάνω DBR.

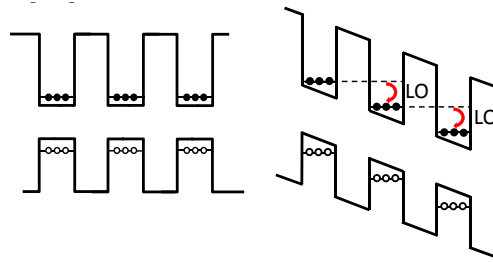
6.4 Πειραματικά αποτελέσματα και συζήτηση: Μεταβολή της ενέργειας πολარიτονικού συμπυκνώματος και έλεγχος του Rabi Splitting μέσω εφαρμογής ηλεκτρικού δυναμικού

Αρχικά διεξήχθη μελέτη και καταγραφή δεδομένων στο δείγμα των κβαντικών πηγαδιών μεταβάλλοντας το ηλεκτρικό πεδίο. Από την επεξεργασία των φασμάτων ανακλαστικότητας, που κατεγράφησαν σε γωνία κάθετη στο επίπεδο του δείγματος αυξάνοντας το ηλεκτρικό πεδίο, προκύπτει η εικόνα του Σχήματος 6.3. Στο Σχήμα 6.3 παρατηρείται καθαρή μεταβολή, λόγω φαινομένου Stark (QCSE), της ενέργειας των εξιτονίων βαριάς (Heavy Hole, HH) και ελαφριάς (Light Hole, LH) οπής, υπό εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο. Εντυπωσιακό είναι το γεγονός ότι για τιμή του ηλεκτρικού πεδίου περίπου ίση με 18kV/cm η εξιτονική γραμμή (εμφανέστερα του HH) διαχωρίζεται, δημιουργώντας μια «διπλή φούσκα» ενώ επανέρχεται σε μια γραμμή σε τιμή ηλεκτρικού πεδίου ίση και μεγαλύτερη από 55kV/cm .

Μετά από τους πρώτους υπολογισμούς, παρατηρήθηκε ότι η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου, για την οποία συμβαίνει ο εξιτονικός διαχωρισμός, αντιστοιχεί στην ενεργειακή διαφορά μεταξύ των επιπέδων των ηλεκτρονίων στα γειτονικά πηγάδια, οι οποίες ευθυγραμμίζονται με την ενεργειακή διαφορά οπτικού φωνονίου (LO phonon) λόγω κάμψης των ενεργειακών ζωνών, όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.4. Ανοίγοντας το κανάλι μεταφοράς φορέων, από το ένα πηγάδι στο άλλο, παρουσιάζεται ανομοιογενής κατανομή του φορτίου στο σύστημα των τριών κβαντικών πηγαδιών. Η τοπική ανομοιογένεια εκφράζεται με τον εξιτονικό διαχωρισμό. Τα εξιτόνια πλέον αισθάνονται διαφορετικό ηλεκτρικό πεδίο ανάλογα σε ποιο πηγάδι εντοπίζονται. Στην ένθετη εικόνα του Σχήματος 6.3 περιγράφεται ο μηχανισμός κατά τον οποίο έχουμε συσσώρευση ηλεκτρικού φορτίου σε ένα πηγάδι σε σχέση με το διπλανό του. Η συσσώρευση βασίζεται στην μη αντιστρεψιμότητα αυτής της διαδικασίας. Οι μετρήσεις φωτοφωταύγειας (PL) που έγιναν έρχονται να επιβεβαιώσουν ότι η παραπάνω συμπεριφορά των κβαντικών πηγαδιών παρουσιάζεται λόγω μετατόπισης φορτίου (Σχήμα 6.5). Στις μετρήσεις PL για διαφορετική ισχύ διέγερσης παρατηρούμε τη μετακίνηση του εξιτονικού διαχωρισμού, ως προς την τιμή του ηλεκτρικού πεδίου, λαμβάνοντας υπόψη τη θωράχιση (screening) του ηλεκτρικού πεδίου λόγω της οπτικής άντλησης. Επίσης



Σχήμα 6.3: Φάσματα ανακλαστικότητας που απεικονίζουν την μεταβολή της ενέργειας των εξιτονίων βαριάς (HH) και ελαφριάς οπής (LH) συναρτήσει της μεταβολής του ηλεκτρικού πεδίου. Οι θεωρητικές καμπύλες εμφανίζονται με διακεκομμένες γραμμές. Η ένθετη εικόνα περιγράφει τη διαμόρφωση του τοπικού ηλεκτρικού πεδίου στα QWs λόγω της συσσώρευσης των φορέων, που ακολουθείται από την μη αντιστρέψιμη διεργασία του tunneling, διαμέσω του LO phonon καναλιού.

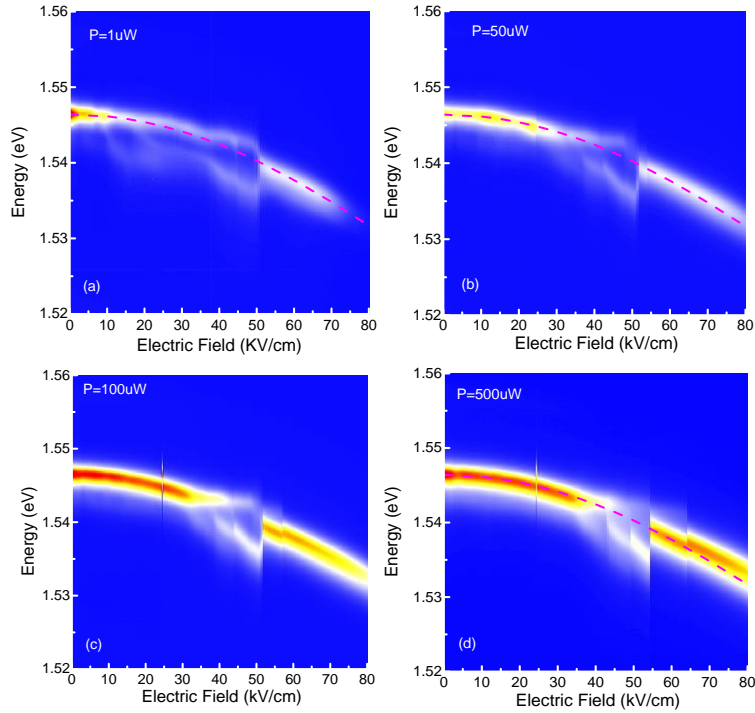


Σχήμα 6.4: Απεικόνιση της διεργασίας του tunneling διαμέσω του LO phonon καναλιού σε ένα τριπλό χβαντικό πηγάδι υπό την παρουσία ηλεκτρικού πεδίου.

στα φάσματα της PL παρατηρούνται ασυνέχειες (jumps) των εξιτονικών ενεργειών μεταβάλλοντας το ηλεκτρικό πεδίο. Τα παραπάνω σημάδια μας προτρέπουν να υποθέσουμε απότομες αποφορτίσεις του συστήματος των τριών χβαντικών πηγαδιών. Επιπλέον, οι απότομες αποφορτίσεις στα σημεία των ασυνεχειών επιβεβαιώνονται και από απότομες μεταβολές στην τιμή του φωτορεύματος.

Για να γίνει η περιγραφή και η ερμηνεία της συμπεριφοράς του συστήματος, πρέπει να ληφθούν υπόψη οι φυσικοί μηχανισμοί που μπορούν να λάβουν χώρα καθώς και οι χαρακτηριστικοί χρόνοι του καθενός.

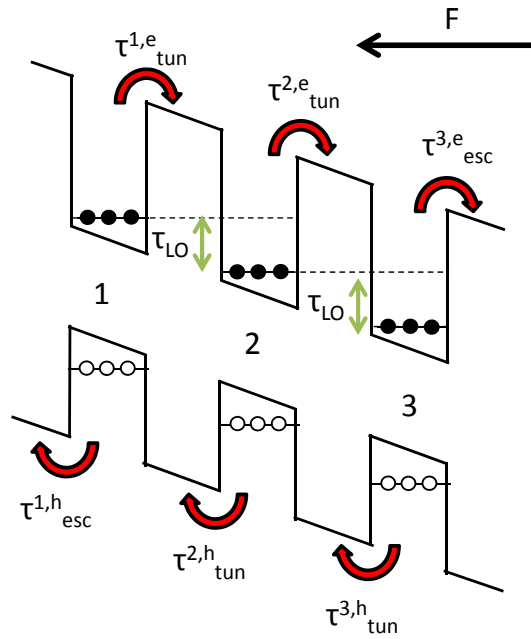
Παρόλα αυτά η δυσκολία στον υπολογισμό των χαρακτηριστικών χρόνων που διέπουν το σύστημα και καθορίζουν την ανακατανομή των φορέων στα χβαντικά πηγάδια, λόγω πολυπλοκότητας που θα γίνει πιο εμφανής παρακάτω, αποτελεί εμπόδιο στην ερμηνεία του προβλήματος. Οι χαρακτηριστικοί χρόνοι σημειώνονται στο Σχήμα 6.6 λαμβάνοντας υπόψη για απλούστευση μόνο την πρώτη ενεργειακή κατάσταση κάθε πηγαδιού. $\tau_{tun}^{i,j}$ είναι οι χρόνοι tunneling, τ_{LO} είναι ο χρόνος που περιγράφει το tunneling μέσω οπτικού φωνονίου, τ_{rad} είναι ο εξιτονικός χρόνος επανασύνδεσης και τ_{esc} ο χρόνος διαφυγής των ηλεκτρονίων και των οπών από το τρίτο και πρώτο πηγάδι αντίστοιχα. Οι τιμές των χρόνων αυτών εξαρτώνται από το ύψος και το πάχος του φράγματος δυναμικού, από την τιμή του ηλεκτρικού πεδίου η οποία αποτελεί και την παράμετρο που μεταβάλλεται στο εν λόγω πείραμα και τέλος από τη συγκέντρωση του αριθμού των φορέων σε κάθε πηγάδι. Αντιλαμβάνεται επομένως κανείς, λαμβάνοντας υπόψη τα πειραματικά δεδομένα τόσο της PL όσο και της ανακλαστικότητας, ότι οι τιμές των χρόνων αυτών ενδεχομένως να είναι διαφορετικές για καθένα πηγάδι της ίδιας τριπλέτας, λαμβάνοντας υπόψη την ισχυρή ανακατανομή φορτίου, η οποία επηρεάζει και την τιμή του εξωτερικά εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου που αισθάνεται τοπικά κάθε πηγάδι και συνεπώς την τελική διαμόρφωση των ενεργειακών ζωνών (band structure).



Σχήμα 6.5: Φάσματα PL που απεικονίζουν την μεταβολή της ενέργειας των εξιτονίων βαριάς οπής (HH) συναρτήσει της μεταβολής του ηλεκτρικού πεδίου, για διαφορετική ισχύ διέγερσης (a) $P = 1\mu W$, (b) $P = 50\mu W$, (c) $P = 100\mu W$, (d) $P = 500\mu W$. Οι θεωρητικές καμπύλες εμφανίζονται με διακεκομμένες γραμμές.

$F = 18kV/cm$	Electrons ($j = e$)	Heavy-holes ($j = h$)	Light-holes
τ_{tun}^1	$\approx 60ms$	$\approx 542ms$	$\approx 4ms$
τ_{tun}^2	$\approx 30ms$	$\approx 400ms$	$\approx 3\mu s$
τ_{tun}^3	$\approx 40ms$	$\approx 3s$	$\approx 0.2ns$
τ_{LO}	$\approx 10ns$	$\approx 5\mu s$	-

Πίνακας 6.1: Χαρακτηριστικοί χρόνοι για σύστημα τριών χβαντικών πηγαδιών όπως της εικόνας του Σχήματος 6.6 υπό εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο $F = 18kV/cm$. Οι δείκτες στους χρόνους του tunneling αναφέρονται στον αριθμό του χβαντικού πηγαδιού της τριπλέτας. Το τ_{tun}^3 για τα ηλεκτρόνια συμπίπτει με το τ_{esc}^e και αντίστοιχα το τ_{tun}^1 για τις οπές συμπίπτει με το τ_{esc}^h .



Σχήμα 6.6: Απεικόνιση τριπλού κβαντικού πηγαδιού υπό την παρουσία ηλεκτρικού πεδίου. Περιγράφονται οι χαρακτηριστικοί χρόνοι ενός τέτοιου συστήματος. $\tau_{tun}^{i,j}$ είναι οι χρόνοι tunneling από το ένα πηγάδι στο δίπλα του. τ_{LO} είναι ο χρόνος που περιγράφει το tunneling μέσω οπτικού φωνονίου, τ_{rad} είναι ο εξιτονικός χρόνος επανασύνδεσης και τ_{esc} ο χρόνος διαφυγής των ηλεκτρονίων και των οπών από το τρίτο και πρώτο πηγάδι αντίστοιχα.

$F = 60kV/cm$	Electrons ($j = e$)	Heavy-holes ($j = h$)	Light-holes
τ_{tun}^1	$\approx 70us$	$\approx 25us$	$\approx 7ps$
τ_{tun}^2	$\approx 0.7ms$	$\approx 70ns$	$\approx 10ps$
τ_{tun}^3	$\approx 60ms$	$\approx 50ns$	$\approx 20ps$

Πίνακας 6.2: Χαρακτηριστικοί χρόνοι για σύστημα τριών κβαντικών πηγαδιών όπως της εικόνας του Σχήματος 6.6 υπό εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο $F = 60kV/cm$. Οι δείκτες στους χρόνους του tunneling αναφέρονται στον αριθμό του κβαντικού πηγαδιού της τριπλέτας. Το τ_{tun}^3 για τα ηλεκτρόνια συμπίπτει με το τ_{esc}^e και αντίστοιχα το τ_{tun}^1 για τις οπές συμπίπτει με το τ_{esc}^h .

Προκειμένου να υπάρχει μια εικόνα για την τάξη μεγέθους των χρόνων αυτών, θα δώσουμε ενδεικτικά κάποιες τιμές οι οποίες προήλθαν είτε από υπολογισμούς είτε από τη βιβλιογραφία για τιμή ηλεκτρικού πεδίου $18kV/cm$ (Πίνακας 6.1), για την οποία η διαφορά ενέργειας μεταξύ των πρώτων σταθμών των ηλεκτρονίων γίνεται ίση με ένα οπτικό φωνόνιο (LO phonon), ξεκινώντας έτσι την ανακατανομή φορτίου στη δομή. Για τις συνθήκες αυτές, όπως παρατηρήθηκε, έχουμε $\tau_{LO}^e \approx 10ns$ για τη μεταφορά σε διπλανό πηγάδι [115], [116], $\tau_{tun}^{1 \rightarrow 2,e} \approx 60ms$, $\tau_{tun}^{2 \rightarrow 3,e} \approx 30ms$ και $\tau_{esc}^e \approx 40ms$ [117], [118], ενώ ο ακτινοβολητικός ρυθμός για το εξιτόνιο είναι $\tau_{rad}^X \approx 0.3ns$ [119].

Από τις παραπάνω τιμές, βλέπουμε πώς δεν είναι εύκολη η εξαγωγή μιας φυσικής εικόνας βάσει της οποίας θα μπορούσαν να δικαιολογηθούν τα πειραματικά αποτελέσματα των εικόνων (ανακλαστικότητας και PL), δεδομένου ότι δεν υπάρχει κάποιος χρόνος του οποίου η τιμή να υπερτερεί έναντι των υπολοίπων καθιστώντας τον μηχανισμό αυτό κυρίαρχο. Θα μπορούσαμε όμως να σχολιάσουμε το εξής. Λόγω του αρκετά μικρού ακτινοβολητικού χρόνου του εξιτονίου, δεν θα έπρεπε να παρουσιάζεται οποιαδήποτε συμπεριφορά μεταφοράς φορτίου, αφού πριν προλάβει οποιοσδήποτε άλλος μηχανισμός να λάβει χώρα, τα ηλεκτρόνια και οι οπές που σχηματίζουν το εξιτόνιο θα πρέπει να επανασυνδεθούν και να εξέλθουν του κρυστάλλου ακτινοβολώντας. Επίσης οι σχετικά μεγάλοι χρόνοι του tunneling υποδηλώνουν ότι οι φορείς είναι καλά εντοπισμένοι στα κβαντικά πηγάδια με την κυματοσυνάρτησή τους να μην απλώνεται αρκετά στα διπλανά ώστε να έχουν μεγαλύτερη πιθανότητα για tunneling. Να σημειωθεί επίσης ότι οι παραπάνω χρόνοι για κάθε μετατόπιση φορτίου και αλλαγή του ηλεκτρικού πεδίου αλλάζουν. Μια σύγκριση μεταξύ των τιμών του Πίνακα 6.1 με τις τιμές του Πίνακα 6.2 που αντιστοιχούν σε τιμή του ηλεκτρικού πεδίου $60kV/cm$ κάνει εμφανή την έντονη μεταβολή των χαρακτηριστικών χρόνων των παραπάνω μηχανισμών. Οι σχετικά μικροί χρόνοι tunneling για την περίπτωση των ελαφρυών οπών υπό ηλεκτρικό πεδίο, οφείλονται στο ότι βλέπουν μικρότερο φράγμα δυναμικού λόγω της μεγαλύτερης ενέργειάς τους σε σύγκριση με την περίπτωση των βαρέων οπών, ενώ καθώς αυξάνεται το ηλεκτρικό πεδίο οι χρόνοι μειώνονται περισσότερο.

Σε πειράματα που διεξήχθησαν στο δείγμα των κβαντικών πηγαδιών υπό οπτική διέγερση, σε CW λειτουργία του laser, αλλά με χρήση του AOM (Acoust-Optic Modulator), ενός διαμορφωτή της δέσμης του laser σε παλμούς, παρατηρήθηκε ότι τα φαινόμενα αρχίζουν και εμφανίζονται για διάρκεια του παλμού μεγαλύτερη των $\approx 100ns$ σε χαμηλή ισχύ διέγερσης, ενώ η μεταβολή του ρυθμού επανάληψης (repetition rate) των παλμών δεν είχε κάποια επιρροή. Επίσης σε πειράματα που διεξήχθησαν στην μικροκοιλότητα υπό

συνεχή οπτική άντληση αλλά με παλμική εφαρμογή του ηλεκτρικού πεδίου και παρακολούθηση της χρονικής εξέλιξης του συστήματος των πολαριτονίων με streak camera, ο χαρακτηριστικός χρόνος για τον οποίο συνέβαινε ενεργειακή μεταβολή των πολαριτονικών κλάδων, λόγω της εξιτονικής συνιστώσας, ήταν της τάξης των $\approx 100ns$ με τη διάρκεια των παλμών να είναι σε χρονικό εύρος $[200ns - 20\mu s]$. Όλα τα παραπάνω συνηγορούν στο ότι ενώ η εκκίνηση για την συσσώρευση φορτίου (LO phonon channel) είναι σχετικά γρήγορη, ο μηχανισμός ανακατανομής και αποφόρτισης του συστήματος είναι σχετικά αργός $\approx 0.1 - 10\mu s$ σε σχέση με τους ακτινοβολητικούς ρυθμούς του συστήματος.

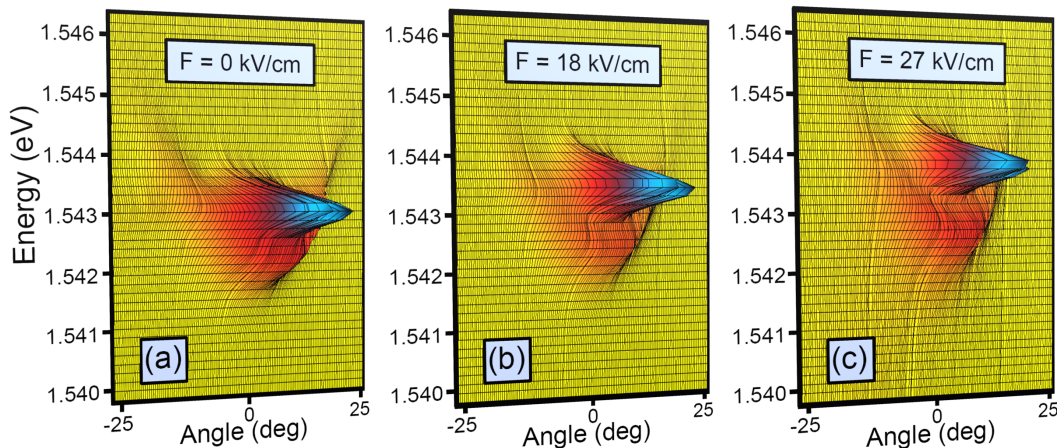
Η μοντελοποίηση και η ερμηνεία της συμπεριφοράς της εξιτονικής εκπομπής που παρατηρούμε στο Σχήμα 6.5, είναι μια δύσκολη διαδικασία η οποία απαιτεί την επίλυση της εξίσωσης Schrodinger αυτοσυνεπώς με τις εξισώσεις ρυθμού που διέπουν το σύστημα καθώς και της εξίσωσης Poisson για κάθε τιμή του ηλεκτρικού πεδίου. Μια τέτοια θεωρητική προσέγγιση παρόλο που θα μας έδινε μια λεπτομερή εικόνα της ανακατανομής φορτίου στο σύστημα, επιτρέποντας τον καθορισμό των τελικών εξιτονικών μεταβάσεων, αποτελεί από μόνη της ξεχωριστή εργασία η οποία ξεφεύγει από τα όρια αυτής της διατριβής.

Ένα επιπλέον στοιχείο που προέκυψε κατά την διεξαγωγή πειραμάτων PL είναι η σημαντική διαπλάτυνση του εύρους γραμμής του κάτω εξιτονικού κλάδου από αρχικά $\approx 1.5meV$ σε $\approx 5meV$ λόγω σκέδασης από τους ελεύθερους φορείς. Αντίθετα, ο πάνω εξιτονικός κλάδος επηρεάζεται ελάχιστα και έτσι διατηρεί το εύρος γραμμής του (linewidth).

Φέρνοντας τώρα το σύστημα των πηγαδιών σε αλληλεπίδραση με το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο της κοιλότητας παρατηρήθηκε ότι οι απότομες μεταβολές, μέσω ηλεκτρικού πεδίου, τους εύρους γραμμής των εξιτονικών μεταβάσεων, ενός μόνο μέρους των κβαντικών πηγαδιών, μπορεί να εφαρμοστεί ώστε να μεταβάλουμε ελεγχόμενα το Rabi Splitting μιας μικροκοιλότητας σε SC, και τελικά να προκληθεί ενεργειακή μεταβολή προς υψηλότερες ενέργειες (blueshift) του LPB.

Η μελέτη που ακολούθησε είχε σκοπό την δοκιμή της παραπάνω ιδέας. Διεξήχθησαν πειράματα πάνω σε ένα mesa μικροκοιλότητας σε συνθήκες μικρού αρνητικού detuning ($\approx -2meV$), υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση σε ενέργεια $1.649eV$ με τη χρήση laser Ti:Sapphire σε λειτουργία CW. Το laser ήταν εστιασμένο στο mesa μέσω ενός φακού μικροσκοπίου με $NA = 0.546$ για την παραγωγή spot διέγερσης με διάμετρο $\approx 40\mu m$. Η συλλογή της PL κατά τη λειτουργία του δείγματος σε μη γραμμική περιοχή έγινε μέσω

της απεικόνισης του επιπέδου Fourier, όπως περιγράφεται στο Κεφ. 4, πάνω στην σχισμή ενός φασματογράφου συνδεδεμένου με μια CCD κάμερα που ψύχεται με υγρό άζωτο.



Σχήμα 6.7: Απεικόνιση σε λογαριθμική κλίμακα της PL του πολαριτονικού συμπυκνώματος συναρτήσει της γωνία εκπομπής, υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση. Παρατηρείται σταδιακή μετατόπιση προς το μπλε (blueshift) της ενέργειας του πολαριτονικού συμπυκνώματος καθώς αυξάνουμε το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο: (a) 0 kV/cm , (b) 18 kV/cm , (c) 27 kV/cm . Ασθενής παράλληλη εκπομπή του LPB συλλέγεται από την περιοχή περιμετρικά του spot διέγερσης, όπου η πυκνότητα των φορέων είναι μικρότερη σε σχέση με την κρίσιμη πυκνότητα για συμπύκνωση, ενώ παρατηρείται το παράλληλο ενεργειακό blueshift αυτών των καταστάσεων.

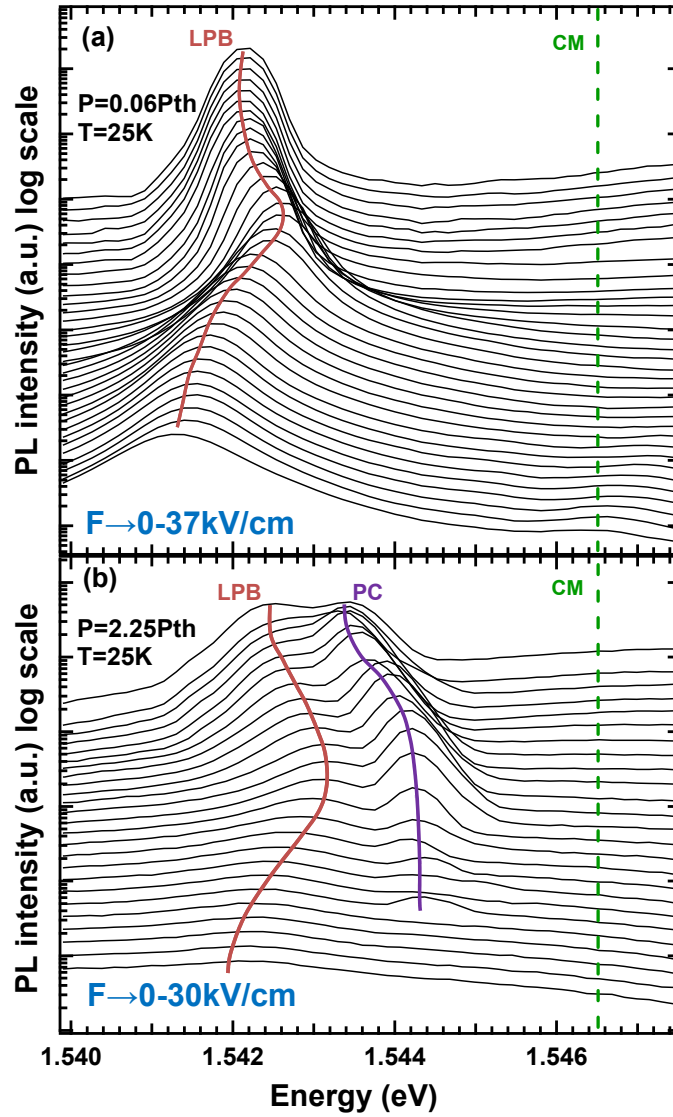
Στο Σχήμα 6.7 εμφανίζεται η εκπεμπόμενη PL σε στάσιμη κατάσταση, με την απεικόνιση του LPB συναρτήσει της γωνίας εκπομπής, σε συνθήκες ισχύος 2 φορές την τιμή της ισχύος κατωφλίου, καθώς αυξάνουμε (από αριστερά προς τα δεξιά) το ηλεκτρικό πεδίο στο *mesa*. Σε μηδενικό ηλεκτρικό πεδίο (Σχήμα 6.7(a)), η PL κυριαρχείται από την εκπομπή του πολαριτονικού συμπυκνώματος των καταστάσεων με κυματόνυσμα $k_{\parallel} = 0$, δηλαδή κάθετα στην επιφάνεια του δείγματος. Η εκπομπή χαμηλότερης ισχύος που διαγράφει το LPB στην εικόνα, προέρχεται από τις περιοχές περιμετρικά του σημείου διέγερσης, όπου η πυκνότητα των φορέων είναι σημαντικά μικρότερη, με αποτέλεσμα το blueshift της ενέργειας να είναι μικρότερο από εκείνο του συμπυκνώματος της κεντρικής περιοχής. Αυξάνοντας το ηλεκτρικό πεδίο, στο συγκεκριμένο detuning που αναφερθήκαμε, παρατηρούμε ξεκάθαρη μετατόπιση του πολαριτονικού συμπυκνώματος σε μεγαλύτερη ενέργεια, με τη μετατόπιση να φτάνει τα 0.85 meV υπό εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο 27 kV/cm .

Αντιθέτως με την αναμενόμενη συμπεριφορά του LPB, που είναι η μετατόπιση σε χαμηλότερη ενέργεια, που προκαλείται μέσω της μετατόπισης προς το κόκκινο (redshift) της

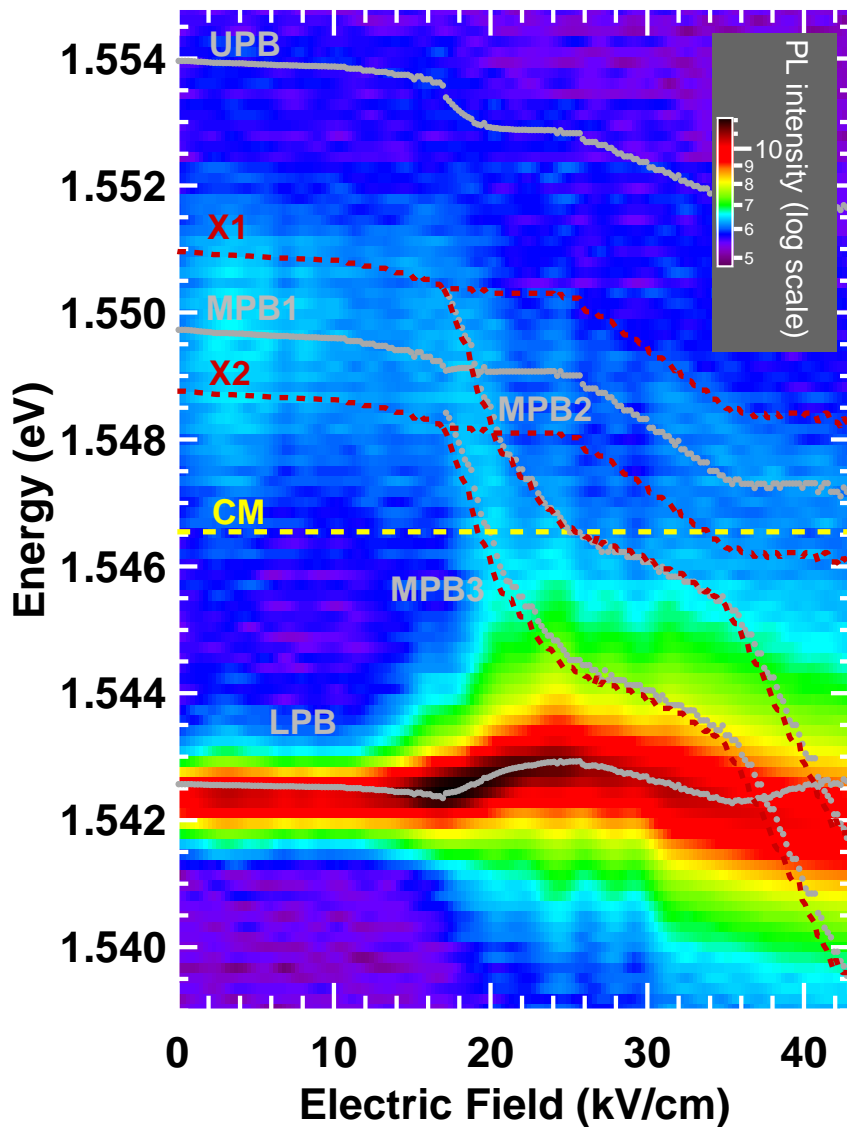
ενέργειας του εξιτονίου λόγω *QCSE*, παρατηρήθηκε, όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.7, το ενεργειακό blueshift του πολαριτονικού συμπυκνώματος. Αυξάνοντας περαιτέρω το ηλεκτρικό πεδίο στο σύστημα επικρατεί το *QCSE*, που οδηγεί στην μετατόπιση του LPB προς το κόκκινο (redshift) με κατάληξη την κατάρρευση του συστήματος από τη μη γραμμική λειτουργία.

Για την περαιτέρω μελέτη της προέλευσης του ενεργειακού blueshift, έγινε καταγραφή φασμάτων της εκπομπής PL από τις καταστάσεις πολύ κοντά στο $k_{\parallel} = 0$. Τα φάσματα εμφανίζονται στο Σχήμα 6.8(a),(b) για διαφορετικές τιμές ηλεκτρικού πεδίου για τις δυο περιοχές λειτουργίας, γραμμική και μη γραμμική αντίστοιχα. Οι ενέργειες του LPB και του CM είναι σημειωμένες με συνεχείς και διακεκομμένες γραμμές αντίστοιχα. Η ενέργεια του πολαριτονικού συμπυκνώματος (PC) στη μη γραμμική λειτουργία σημειώνεται επίσης με συνεχή γραμμή. Όπως παρατηρείται στη γραμμική περιοχή λειτουργίας (Σχήμα 6.8(a)) αυξάνοντας το ηλεκτρικό πεδίο έχουμε αρχικά blueshift της ενέργειας του LPB κατά $\approx 0.8\text{meV}$, ενώ στη συνέχεια υφίσταται redshift κατά $\approx 1.5\text{meV}$ σε ηλεκτρικό πεδίο 37kV/cm . Ομοίως, στη μη γραμμική περιοχή λειτουργίας, παρατηρείται blueshift της ενέργειας του PC σε χαμηλά ηλεκτρικά πεδία ενώ μετέπειτα σε υψηλότερα πεδία ακολουθεί κατάρρευση της ύπαρξης του PC.

Η μετατόπιση της ενέργειας της εκπομπής laser από μικροκοιλότητα σε SC, υπό εφαρμοζόμενη τάση, είναι μοναδική, σε αντίθεση με εκπομπό laser τύπου VCSEL, όπου η εκπομπή προέρχεται από το CM και δεν μπορεί να μεταβληθεί ενεργειακά με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου. Η παύση λειτουργίας του πολαριτονικού laser προκαλείται από την αύξηση στην τιμή της ισχύος κατωφλίου σε μεγάλα ηλεκτρικά πεδία. Εάν αυξηθεί εκ νέου η πυκνότητα διέγερσης, το σύστημα επανέρχεται σε καθεστώς lasing. Στην περίπτωση αυτή όμως η ενεργειακή μετατόπιση γίνεται μικρότερη διότι η ανακατανομή των φορέων στα χβαντικά πηγάδια εξουδετερώνει το εξωτερικά εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο. Η λεπτομερέστερη καταγραφή δεδομένων της μετακίνησης των πολαριτονικών κλάδων, παίρνοντας την τομή των εικόνων του διαγράμματος διασποράς σε $k_{\parallel} = 0$, κατά τη μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου παρέχει πληροφορίες για κάποια ιδιαίτερα χαρακτηριστικά που θα αναφέρουμε στη συνέχεια. Στο Σχήμα 6.9 εμφανίζονται μετά από ανάλυση τα παραπάνω δεδομένα. Για ευκολία (λόγω καλύτερης ποιότητας) χρησιμοποιήθηκαν τα δεδομένα της εξάρτησης του εξιτονίου συναρτήσεως του ηλεκτρικού πεδίου, από τα φάσματα ανακλαστικότητας των χβαντικών πηγιδίων που εξετάστηκαν στην αρχή (Σχήμα 6.3).



Σχήμα 6.8: Καταγραφή φασμάτων PL σε $k_{\parallel} = 0$ κατά την αύξουσα μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου σε συνθήκες (a) γραμμικής και (b) μη γραμμικής λειτουργίας, αντίστοιχα. Στη μη γραμμική λειτουργία η εκπομπή από τα σημεία περιμετρικά του spot διέγερσης, όπου έχουμε χαμηλότερη πυκνότητα φορέων, συμβολίζεται με LPB, ενώ με PC συμβολίζεται το πολαριτονικό συμπύκνωμα. Με CM συμβολίζεται το cavity mode.



Σχήμα 6.9: Απεικόνιση των φασμάτων της PL εκπομπής σε $k_{\parallel} = 0$ κατά την μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου. Οι ασύζευκτοι εξιτονικοί κλάδοι συμβολίζονται με τις διακεκομμένες γραμμές. Ο κάτω LPB, ο μέσος MPB και ο πάνω UPB πολαριτονικός κλάδος προσαρμόστηκαν στα φάσματα με τη χρήση του μοντέλου συζευγμένων ταλαντωτών, εισάγοντας τις παραμέτρους της ενέργειας του εξιτονίου και του εύρους γραμμής του, από πειράματα PL σε δομή τριπλού χβαντικού πηγαδιού. Το ενεργειακό blueshift του LPB παρουσιάζεται εξαιτίας της υποβάθμισης του Rabi Splitting λόγω της αύξησης του linewidth του κάτω εξιτονικού κλάδου κατά την έναρξη του tunneling διαμέσω του LO phonon καναλιού.

Λόγω ανομοιομορφίας στα κβαντικά πηγάδια κατά την ανάπτυξη της μικροκοιλότητας, δεν είχαν και οι τέσσερις συστοιχίες την ίδια ενέργεια, αλλά χωρίστηκαν σε δύο υποσύνολα με ενεργειακή διαφορά $1.5meV$. Τα δύο πλέον υποσύνολα των εξιτονίων σημειώνονται στο σχήμα ως X1 και X2. Τα δύο εξιτόνια σε συνδυασμό με το σταθερό CM αποτελούν τους τρεις ταλαντωτές του συστήματος, όπου με τη χρήση του μοντέλου των συζευγμένων ταλαντωτών, παρήχθησαν οι καμπύλες με τις οποίες θα γίνει προσπάθεια προσομοίωσης των πειραματικών δεδομένων. Οι μόνοι παράγοντες που εισάγαμε στο μοντέλο είναι η ενέργεια και το εύρος γραμμής των μεμονωμένων κβαντικών πηγαδιών για κάθε εξιτονικό κλάδο, για κάθε τιμή του ηλεκτρικού πεδίου. Αξιοσημείωτο γεγονός είναι ότι παρατηρήθηκε σε τιμή του ηλεκτρικού πεδίου περίπου ίση με $18kV/cm$ απότομη μείωση του Rabi Splitting, η οποία αποδίδεται κατά κύριο λόγο στη διαπλάτυνση του εξιτονικού κλάδου χαμηλότερης ενέργειας, εξαιτίας της απότομης δημιουργίας περίσσειας ηλεκτρικού φορτίου από tunneling με τη βοήθεια του LO phonon. Λόγω της φύσης του tunneling (υπάρχει σπατάλη ενέργειας) η μεταφορά φορτίου είναι μη αντιστρέψιμη και ο συνωστισμός των ελεύθερων φορέων λαμβάνει χώρα μόνο σε ένα κβαντικό πηγάδι εκ των τριών. Η συσσώρευση προκαλεί άρση του εκφυλισμού της ενέργειας του εξιτονίου, του oscillator strength και της μη ακτινοβολητικής διαπλάτυνσης μεταξύ των τριών QWs κάθε συστοιχίας της μικροκοιλότητας. Συνέπεια αυτού είναι η εμφάνιση αξιοπερίεργων φαινομένων που παρατηρούμε, εμπεριέχοντας τη διπλή φούσκα και τη μείωση του Rabi Splitting. Με τον τρόπο αυτό ο αριθμός των κβαντικών πηγαδιών που συμμετέχουν απευθείας στην ισχυρή σύζευξη μειώνεται από 12 σε 9, με μια μείωση στο Rabi Splitting σε $\sqrt{9/12} = 85\%$, με τις υπολογισθείσες τιμές να συμφωνούν με τις πειραματικές μετρήσεις.

Τα παραπάνω αναδεικνύουν πως ο λεπτομερής σχεδιασμός της ανάπτυξης της δομής δίνει την ικανότητα να εισάγουμε ενεργειακές μετατοπίσεις του πολαριτονικού συμπυκνώματος προς το μπλε, με τη χρήση ηλεκτρικού πεδίου, στην ουσία ελέγχοντας το ποσοστό των κβαντικών πηγαδιών συμμετέχουν στην ισχυρή σύζευξη πριν και μετά την έναρξη του tunneling μέσω του LO phonon καναλιού.

6.5 Σύνοψη

Συνοψίζοντας, έγινε επίδειξη μεταβολής της ενέργειας του πολαριτονικού συμπυκνώματος υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου. Το αρχικό blueshift της ενέργειας που πα-

ρατηρήθηκε, και προκάλεσε έκπληξη ως μη αναμενόμενο, προέκυψε από τη μείωση του Rabi Splitting, λόγω της εξάρτησης του tunneling, μέσω του LO-phonon καναλιού, με το ηλεκτρικό πεδίο. Ο μηχανισμός του tunneling είχε σαν αποτέλεσμα την δημιουργία α συσσώρευσης φορτίου σε μέρος των κβαντικών πηγαδιών, με ταυτόχρονη αύξηση του εύρους γραμμής της εξιτονικής μετάβασης σε αυτά. Η δυνατότητα εκμετάλλευσης ή μη ενός μέρους της συνεισφοράς των QWs στο συνολικό Rabi Splitting του συστήματος, με την εφαρμογή τάσης, μας επέτρεψε τη μεταβολή της ενέργειας του πολαριτονικού συμπυκνώματος. Η παρατηρηθείσα μεταβολή της ενέργειας είναι συγκρίσιμη με το απαιτούμενο blueshift που χρειάζεται σε διάφορες πολαριτονικές διατάξεις, στις οποίες μέχρι τώρα λειτουργούν με οπτικές μεθόδους [32]. Η μέθοδος που αναπτύχθηκε εδώ θα μπορούσε να έχει χρήση στον έλεγχο της ροής του πολαριτονικού συμπυκνώματος, και να εφαρμοστεί σε πολαριτονικά transistors και άλλες διατάξεις πολαριτονικών κυκλωμάτων [120], [121]. Για τον λόγο αυτό η έρευνα συνεχίζεται με την κατασκευή συστοιχίας κβαντικών πηγαδιών με διαφορετικές παραμέτρους (πάχος και βάθος κβαντικών πηγαδιών, και πάχος του barrier), με στόχο την εν τέλει μεγαλύτερη ενεργειακή μετακίνηση του πολαριτονικού συμπυκνώματος. Τέλος η χρησιμοποίηση του σε συστήματα με μεγάλο και ελεγχόμενο Rabi Splitting, όπως για παράδειγμα σε οργανικά υλικά ή σε *GaN* θα μπορούσε να οδηγήσει στη πραγματοποίηση συσκευών πολαριτονικού laser με μεγάλο εύρος μεταβολής του μήκους κύματος εκπομπής.

Κεφάλαιο 7

Πολαριτονικό laser υπό ηλεκτρική διέγερση

7.1 Εισαγωγή

Ο πλούτος των φυσικών μηχανισμών που λαμβάνουν χώρα μέσα σε σύνθετες ημιαγωγικές διατάξεις, όπως οι μικροκοιλότητες, που έχουμε παρουσιάσει ως τώρα, αποτελεί πεδίο μεγάλου ενδιαφέροντος για την επιστημονική κοινότητα, τόσο από πλευράς βασικής έρευνας όσο και από την πλευρά των εφαρμογών. Η παρατήρηση πολαριτονικού συμπυκνώματος, με χαρακτηριστικά παρόμοια με εκείνα της συμπύκνωσης Bose-Einstein στα άτομα, σε συνθήκες πολύ πιο ελκυστικές για την ανάπτυξη εφαρμογών, αποκαλύπτουν τη δυναμική αυτών των διατάξεων. Η έρευνα που διεξάγεται στην κατεύθυνση του σχεδιασμού διατάξεων μεταφοράς, επεξεργασίας, και γενικότερου ελέγχου κβαντικής πληροφορίας, καθώς και η πρόοδος που έχει σημειωθεί στον οπτικό έλεγχο της αλληλεπίδρασης των πολαριτονικών συμπυκνωμάτων και θα περιγραφεί σε επόμενο κεφάλαιο, αποτελεί τον ένα άξονα προς την πραγματοποίηση ρεαλιστικών συσκευών. Ο άλλος άξονας είναι η επίτευξη, σε πρώτη φάση της δημιουργίας ηλεκτρικώς αντλούμενων διατάξεων και επίδειξη πολαριτονικού συμπυκνώματος, ενώ σε δεύτερη φάση η δημιουργία ολοκληρωμένων οπτικών κυκλωμάτων που θα αποτελούν συνδυασμό της δημιουργίας πολαριτονικού συμπυκνώματος με ηλεκτρική διέγερση, το οποίο στη συνέχεια θα ελέγχεται μέσω της δημιουργίας ενεργειακών δυναμικών στην επιφάνεια, με τη χρήση ηλεκτρικού πεδίου (Κεφ. 6).

Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιάσουμε τους περιορισμούς και τις σχεδιαστικές προ-

σεγγίσεις για την κατασκευή ηλεκτρικώς αντλούμενων διατάξεων για την επίδειξη πολαριτονικού συμπυκνώματος και κατά συνέπεια πολαριτονικού laser, που είναι και ο τελικός στόχος τούτης της διατριβής.

7.2 Σχεδιαστικές προϋποθέσεις για κατασκευή πολαριτονικού laser υπό ηλεκτρική διέγερση

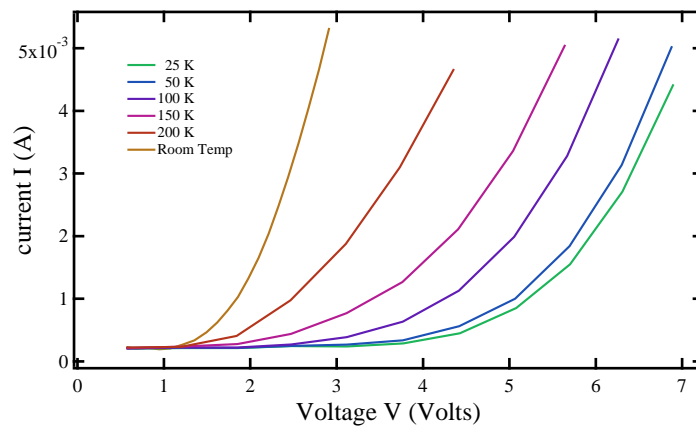
Μετά τον σχεδιασμό και την ανάπτυξη επίπεδης μικροκοιλότητας υψηλού παράγοντα ποιότητας Q , για οπτικές μετρήσεις, που κρίθηκε επιτυχής, εφόσον παρατηρήθηκε δημιουργία πολαριτονικού συμπυκνώματος σε χαμηλές θερμοκρασίες (Κεφ.5) και αποτέλεσε την εκπλήρωση του πρώτου στόχου, μπήκε σε εφαρμογή ο σχεδιασμός και η κατασκευή της ηλεκτρικώς εγχεόμενης πολαριτονικής διάταξης. Η προσέγγιση σε ένα τέτοιο ζήτημα πρέπει να λαμβάνει υπόψη διάφορους κατασκευαστικούς περιορισμούς.

7.2.1 Υψηλή αντίσταση των DBRs

Είναι αρκετά γνώριμο πλέον ότι η δύναμη σύζευξης ύλης και φωτός εξαρτάται από την ποιότητα των κατόπτρων της οπτικής κοιλότητας. Για πολύ υψηλές τιμές ανακλαστικότητας χρησιμοποιούνται τα DBR κάτοπτρα, για τα οποία έχουμε αναφερθεί στο Κεφ. 2. Η τιμή της ανακλαστικότητας αυξάνεται όταν η αντίθεση των δεικτών διάθλασης των δυο υλικών που το αποτελούν, αυξάνεται, με αποτέλεσμα όσο μεγαλύτερη η αντίθεση τόσο λιγότερα στρώματα πρέπει να εισάγουμε για να πετύχουμε ίδιες τιμές ανακλαστικότητας. Η μεγαλύτερη αντίθεση στους δείκτες διάθλασης όμως συνοδεύεται και από μεγάλες ενεργειακές διαφορές των ζωνών (αγωγιμότητας, σθένους) στην περιοχή των ετεροεπαφών. Από την άποψη της μεταφοράς φορτίου και της ηλεκτρικής άντλησης της περιοχής της κοιλότητας, η μεγάλη ενεργειακή διαφορά χάσματος μεταξύ των υλικών του DBR είναι συνήθως υπεύθυνη για τις υψηλές τιμές σειριακής αντίστασης [122]. Ιδιαίτερα λαμβάνοντας υπόψη τη μεγαλύτερη ενεργό μάζα των οπών σε σχέση με αυτή των ηλεκτρονίων, εύκολα αντιλαμβάνεται κανείς ότι η κινητικότητα τους σε ετεροεπαφές με μεγάλη διαφορά ενεργειακού χάσματος καθίσταται δύσκολη. Σαν αποτέλεσμα η σειριακή αντίσταση του p-type DBR να είναι περίπου 10 φορές μεγαλύτερη σε σχέση με αυτήν του n-type DBR. Η κατάσταση γίνεται ακόμα χειρότερη στις χαμηλές θερμοκρασίες όπου ο κύριος μηχανισμός

μεταφοράς φορτίου είναι το tunneling καθώς η συνεισφορά της θερμικής συνιστώσας του ρεύματος υποβαθμίζεται αρκετά. Όλα τα παραπάνω οδηγούν στη μεγαλύτερη κατανάλωση ισχύος της διάταξης.

Να σημειωθεί, ότι οι διατάξεις βασισμένες σε GaAs μας δίνουν πλεονέκτημα της κατασκευής πολύπλοκων δομών μιας και αποτελεί ένα καλά μελετημένο σύστημα. Όμως αποτελεί μειονέκτημα, το ότι δεν μπορεί να λάβει χώρα συμπύκνωση σε υψηλές θερμοκρασίες, όπως έχουμε δείξει στο Κεφ. 5,. Είμαστε επομένως περιορισμένοι ως προς το εύρος των θερμοκρασιών που μπορούμε να μελετήσουμε δουλεύοντας πάνω σε συστήματα GaAs. Ο περιορισμός γίνεται εμφανής στις ηλεκτρικές διατάξεις, αν αναλογιστούμε ότι η σειριακή αντίσταση αυξάνεται έντονα με την πτώση της θερμοκρασίας (Σχήμα 7.1).



Σχήμα 7.1: Χαρακτηριστικές καμπύλες ρεύματος-τάσης ($I-V$) συναρτήσεως της θερμοκρασίας σε διάταξη διόδου $p-i-n$. Παρατηρείται αισθητή μείωση της σειριακής αντίστασης καθώς αυξάνουμε τη θερμοκρασία.

Στην περίπτωση μας, όπου η μικροκοιλότητα είναι υψηλού παράγοντα ποιότητας Q , προσθέτοντας ακόμα περισσότερα στρώματα στα DBRs για καλύτερο κβαντικό εντοπισμό των φωτονίων, η σειριακή αντίσταση είναι αρκετά μεγάλη. Το πρόβλημα αυτό ήταν γνωστό από παλαιότερες μελέτες, σε μικροκοιλότητες χαμηλού Q για την παραγωγή πολαριτονικού LED [31]. Υψηλότερη αντίσταση παρουσιάζεται στη διεύθυνση της ανάπτυξης z , όπου έχουμε την εναλλαγή στους δείκτες διάθλασης των υλικών στην περιοχή των ετεροεπαφών και όχι στο επίπεδο που είναι κάθετο στην διεύθυνση ανάπτυξης, όπου συγκριτικά η αγωγιμότητα είναι μεγαλύτερη και ταυτίζεται με αυτή του bulk. Αν υποθέσουμε μάλιστα ότι η ηλεκτρική επαφή είναι πάνω στην επιφάνεια, δηλαδή στο τελευταίο στρώμα του DBR, και το ρεύμα πρέπει να διατρέξει ολοκληρωμένο το κάτοπτρο, εύκολα αντιλαμβάνεται κανείς ότι η τιμή της αντίστασης γίνεται απαγορευτική για χαμηλής ισχύος ηλεκτρικές διατάξεις.

Υπάρχουν διάφοροι τρόποι για μείωση της σειριακής αντίστασης των DBRs. Ένας τρόπος είναι να γίνει η εισαγωγή των επαφών από το πλάι της ενεργού περιοχής, αποφεύγοντας τη διαμόρφωση του DBR. Ένας άλλος τρόπος είναι η βαθμιαία μείωση του ενεργειακού barrier των ετεροεπαφών, με την εισαγωγή ενός στρώματος ενδιάμεσου δείκτη διάθλασης ανάμεσα στα κύρια στρώματα του DBR [123], [124]. Η δημιουργία του ενεργειακού «σκαλοπατιού» στην περιοχή των ετεροεπαφών μεταξύ των στρωμάτων των DBRs δείχνει, όπως θα παρουσιαστούν σε σχετικές μετρήσεις χαρακτηριστικών $I - V$ καμπυλών, ότι μειώνει δραστικά την σειριακή αντίσταση (βλέπε Σχήμα 7.3). Άλλες πιο πολύπλοκες προσεγγίσεις, βασιζόμενες στην τεχνική της κλιμακωτής αλλαγής, είναι η εισαγωγή πολλαπλών στρωμάτων ανάμεσα στις ετεροεπαφές για γραμμική ή παραβολική μεταβολή του ενεργειακού barrier [125], [126]. Τέτοιου είδους κατασκευαστικές τεχνικές θα μπορούσαν να μειώσουν τη σειριακή αντίσταση των DBRs, έως και δυο τάξεις.

7.2.2 Απώλειες της κοιλότητας σχετικές με τις προσμίξεις (doping)

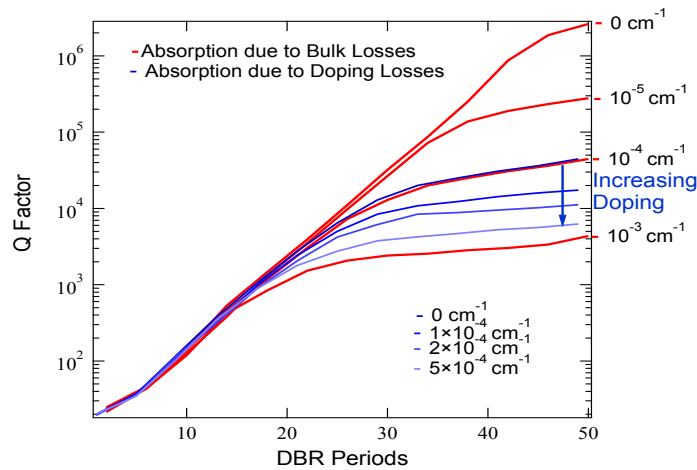
Μια επιπλέον λύση στο ζήτημα της σειριακής αντίστασης αποτελεί η εισαγωγή προσμίξεων (doping). Το doping στα DBRs βελτιώνει αρκετά την ηλεκτρική τους αγωγιμότητα, όμως υπάρχουν κάποιιο περιορισμοί στη χρήση του. Από τη μια πλευρά, υπάρχει όριο στο ποσοστό χρήσης των προσμίξεων. Με το doping δημιουργούνται κέντρα απορρόφησης μέσα στα στρώματα των DBRs (free carrier absorption), που έχει ως αποτέλεσμα την επανασύνδεση μέρους των ηλεκτρονίων και των οπών, που παρέχονται στο σύστημα με την εφαρμογή της τάσης, ενώ τελικά ενισχύονται οι οπτικές απώλειες. Η απορρόφηση ελεύθερων φορέων οφείλεται σε μεταβάσεις ηλεκτρονίων (ή οπών) μεταξύ καταστάσεων της ζώνης αγωγιμότητας (ή της ζώνης σθένους). Η μετάβαση ενός φορέα (ηλεκτρονίου ή οπής) από μία αρχική κατάσταση σε μια τελική της ίδιας ζώνης είναι μια σύνθετη διαδικασία και η περιγραφή της ξεφεύγει από τη λογική αυτού του κειμένου. Πληροφορίες μπορεί να βρει κανείς στην αναφορά [127] καθώς και σε αναφορές που δίνονται μέσα σε αυτή. Όσο αυξάνουμε το doping τόσο ισχυρότεροι γίνονται αυτοί οι μηχανισμοί. Από την άλλη πλευρά, υφίσταται χωρικός περιορισμός στη χρήση του doping. Θα πρέπει το doping να αποφεύγεται στις περιόδους των DBRs, που βρίσκονται κοντά στην κοιλότητα, όπου το πλάτος του ηλεκτρικού πεδίου είναι αρκετά μεγάλο (βλέπε Κεφ.2), καθώς προκαλεί μείωση της ανακλαστικότητας των DBRs με αποτέλεσμα το cavity mode της κοιλότητας

να μην έχει τα επιθυμητά χαρακτηριστικά σχετικά με το εύρος γραμμής του [122], που καθορίζει το χρόνο ζωής των πολαριτονίων της κοιλότητας ή ακόμα και την ικανοποίηση τελικά της συνθήκης για ισχυρή σύζευξη.

Ένας άλλος τρόπος βελτίωσης των ηλεκτρικών χαρακτηριστικών μιας διόδου είναι η τοποθέτηση των ηλεκτρικών επαφών όσο πιο κοντά στην περιοχή της κοιλότητας, ώστε να επιτυγχάνεται ο μέγιστος αριθμός των φορέων που επανασυνδέεται εντός της ενεργού περιοχής της κοιλότητας και συγκεκριμένα στα χβαντικά πηγάδια. Μειώνοντας την απόσταση που έχει να διανύσει το ρεύμα ώστε να φτάσει στην περιοχή του ενδιαφέροντος, την κοιλότητα, έχουμε μείωση της συνολικής σειριακής αντίστασης. Βασιζόμενοι στα παραπάνω, οι διατάξεις που θα παρουσιάσουμε παρακάτω θα περάσουν από processing (βλέπε Κεφ. 4), ώστε οι ηλεκτρικές επαφές να βρίσκονται πλησίον της κοιλότητας.

Συνοψίζοντας, πριν φτάσουμε στην κατασκευή, είναι σημαντικό να τονιστεί και να ληφθεί υπόψη ότι κατά τον σχεδιασμό μιας ηλεκτρικά αντλούμενης διάταξης πρέπει να υπάρξει εξισορρόπηση των παραπάνω παραγόντων. Για παράδειγμα εισάγοντας προσμίξεις στα DBRs έχουμε ισχυρή υποβάθμιση του Q . Ακόμα πιο ισχυρή γίνεται η πτώση όσο αυξάνουμε τη συγκέντρωση των προσμίξεων ή αν αυτό λάβει χώρα στα πρώτα στρώματα μετά την κοιλότητα. Επίσης αυξάνοντας τον αριθμό των περιόδων στα DBRs βελτιώνουμε την ανακλαστικότητα αλλά ταυτόχρονα αυξάνουμε την σειριακή αντίσταση (αν υποθέσουμε την ηλεκτρική επαφή στην επιφάνεια) και την πιθανότητα κατασκευαστικού λάθους κατά την ανάπτυξη. Η επίδραση της εισαγωγής προσμίξεων στο Q φαίνεται στο Σχήμα 7.2. Στο Σχήμα 7.2 παρουσιάζονται θεωρητικές καμπύλες που περιγράφουν την εξάρτηση του Q συναρτήσει του αριθμού των περιόδων στα DBRs. Οι κόκκινες καμπύλες αντιστοιχούν σε διατάξεις χωρίς προσμίξεις (undoped), με το Q να υποβαθμίζεται καθώς αυξάνονται οι ενδογενείς απώλειες λόγω του υλικού. Οι μπλε καμπύλες αντιστοιχούν στην κόκκινη καμπύλη, με ενδογενείς απώλειες της τάξεως των $\approx 10^{-4} \text{cm}^{-1}$, αλλά με σταδιακή αύξηση της εισαγωγής προσμίξεων. Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε υπάρχει αισθητή πτώση στην τιμή του Q με την εισαγωγή προσμίξεων στη διάταξη, ενώ η αύξηση του αριθμού των περιόδων από μια τιμή και πάνω, δεν είναι ικανή να συμβάλει τόσο ισχυρά στην εξισορρόπηση του. Για παράδειγμα κατασκευάζοντας μια μικροκοιλότητα υψηλού Q , χωρίς προσμίξεις (undoped MC), με 35 περιόδους στα DBRs έχουμε $Q_{\pi}^{\text{undoped}} \approx 20000$ ενώ στην ίδια δομή με την εισαγωγή προσμίξεων το Q_{π}^{doped} περιορίζεται αμέσως σε ≈ 4000 .

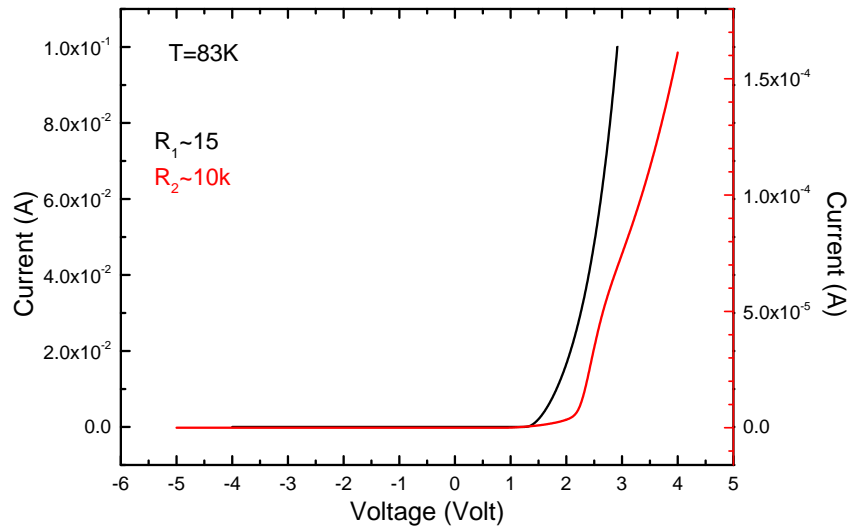
Όσον αφορά τη βελτίωση της σειριακής αντίστασης μέσω της τεχνικής κλιμακωτής



Σχήμα 7.2: Γράφημα της εξάρτησης του παράγοντα ποιότητας Q συναρτήσει της αύξησης του αριθμού των περιόδων των DBRs. Οι κόκκινες καμπύλες αντιστοιχούν σε μικροκοιλότητες χωρίς προσμίξεις (undoped MC) με το Q να μειώνεται καθώς αυξάνονται οι ενδογενείς απώλειες λόγω του υλικού. Οι μπλε καμπύλες αντιστοιχούν στην κόκκινη καμπύλη, με ενδογενείς απώλειες της τάξεως των $\approx 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$, αλλά με σταδιακή αύξηση της εισαγωγής προσμίξεων (doping) στο σύστημα. Αυξάνοντας το ποσοστό των προσμίξεων μειώνεται αντίστοιχα το Q .

αλλαγής του δείκτη διάθλασης έγιναν μετρήσεις ρεύματος - τάσης ($I - V$) για τον προσδιορισμό της αντίστασης σε δομές με και χωρίς την τεχνική αυτή (Σχήμα 7.3). Ένα παράδειγμα του ενεργειακού προφίλ μιας διάταξης με την τεχνική της κλιμακωτής αλλαγής φαίνεται στο Σχήμα 7.5 και πιο συγκεκριμένα στο top DBR στην αριστερή πλευρά της κοιλότητας. Στο Σχήμα 7.3 διακρίνουμε τη διαφορά στη σειριακή αντίσταση που παρουσιάζεται σε διατάξεις με κλιμακωτή αλλαγή του δείκτη διάθλασης $R_1 \approx 15\Omega$ σε σχέση με παλαιότερες διατάξεις χωρίς τη χρήση της τεχνικής αυτής όπου $R_2 \approx 10k\Omega$. Η μεγάλη διαφορά μεταξύ των δυο αντιστάσεων οδήγησε στην υιοθέτηση της τεχνικής σε όλες τις διατάξεις που κατασκευάστηκαν για ηλεκτρική άντληση και θα παρουσιαστούν στη συνέχεια.

Λαμβάνοντας υπόψη όλες τις παραπάνω πληροφορίες σχετικά με τους περιορισμούς που υπάρχουν κατά τον σχεδιασμό, προχωρήσαμε στην κατασκευή μιας σειράς δειγμάτων υψηλού Q προορισμένα για ηλεκτρική άντληση, με μόνο στόχο την επίδειξη πολარიονικού laser, σε χαμηλές θερμοκρασίες (25K).



Σχήμα 7.3: Χαρακτηριστικές καμπύλες ρεύματος - τάσης όπου περιγράφεται η σύγκριση της σειριακής αντίστασης (R) μεταξύ διατάξεων μικροκοιλοτήτων με (μαύρη) και χωρίς (κόκκινη) κλιμακωτή αλλαγή του δείκτη διάθλασης του top DBR, στη θερμοκρασία των $83K$

7.3 Σχεδιαστικές προσεγγίσεις κατασκευής πολυλαιτονικού laser υπό ηλεκτρική άντληση

7.3.1 Δείγμα 999

Το σχέδιο της πρώτης μικροκοιλότητας υψηλού Q για ηλεκτρική άντληση (δείγμα 999) παρουσιάζεται στο Σχήμα 7.4. Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε από το σχέδιο της δομής, στο κάτω DBR έχει γίνει doping σε όλες τις περιόδους. Οι 35 περίοδοι που το αποτελούν είναι ανεπτυγμένες πάνω σε n^+ -type doped GaAs υπόστρωμα. Ακολουθεί ένα στρώμα πάχους $\approx 90nm$ από $Al_{0.15}GaAs$ (spacer), το οποίο παρεμβάλλεται ανάμεσα στο DBR και το πρώτο QW της κοιλότητας. Με την έξοδο από την κοιλότητα έχουμε πάλι τοποθέτηση spacer ενώ ακολουθούν 7 περίοδοι p -type doped στρωμάτων. Για τη βελτίωση των ηλεκτρικών χαρακτηριστικών όπως αναφέρθηκε παραπάνω, έγινε χρήση της τεχνικής της βαθμιαίας αλλαγής του δείκτη διάθλασης με την εισαγωγή σκαλοπατιού, το οποίο μπορεί κανείς να διακρίνει στο Σχήμα 7.5 όπου παρουσιάζεται το ενεργειακό προφίλ της διάταξης. Τέλος η ανάπτυξη συνεχίζεται με τις υπόλοιπες 25 περιόδους του top DBR, ενώ ένα πολύ λεπτό στρώμα $GaAs \approx 5nm$ σκεπάζει την επιφάνεια της δομής, για να την

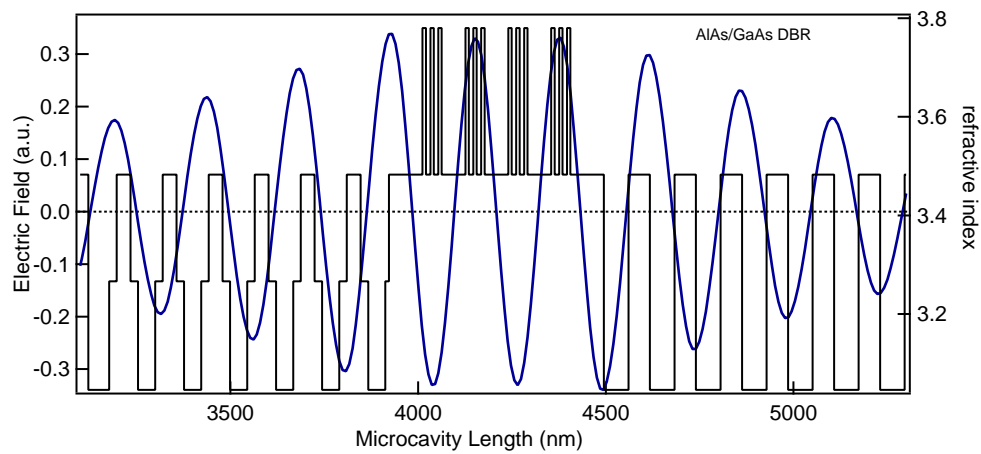
προστατέψει από την οξειδωση. Τα QWs της κοιλότητας είναι *GaAs*, πάχους *9nm* και χωρίζονται με φράγμα δυναμικού (barrier) *Al_{0.15}GaAs*, πάχους *12nm*. Στο Σχήμα 7.5 βλέπουμε την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος της δομής.

SAMPLE 999			SAMPLE 026		
25	GaAs 50 A		25	GaAs 50 A	
24	AlGaAs 571.8 A X _{Al} =15 %	X25	24	AlGaAs 571.8 A X _{Al} =15 %	X25
23	AlAs 654 A		23	AlAs 654 A	
22	AlGaAs 571.8 A X _{Al} =15 %		22	AlGaAs 571.8 A X _{Al} =15 %	
21	AlAs 554 A		21	AlAs 554 A	
20	AlGaAs 200 A X _{Al} =53 %		20	AlGaAs 200 A X _{Al} =53 %	
19	p ⁺ AlGaAs 371.8 A X _{Al} =15 %	X5	19	p ⁺ AlGaAs 371.8 A X _{Al} =15 %	X5
18	p ⁺ AlGaAs 200 A X _{Al} =53 %		18	p ⁺ AlGaAs 200 A X _{Al} =53 %	
17	p ⁺ AlAs 454 A		17	p ⁺ AlAs 454 A	
16	p ⁺ AlGaAs 200 A X _{Al} =53 %		16	p ⁺ AlGaAs 200 A X _{Al} =53 %	
15	p ⁺ AlGaAs 371.8 A X _{Al} =15 %		15	p ⁺ AlGaAs 371.8 A X _{Al} =15 %	
14	p ⁺ AlGaAs 200 A X _{Al} =53 %		14	p ⁺ AlGaAs 200 A X _{Al} =53 %	
13	p ⁺ AlAs 454 A		13	p ⁺ AlAs 454 A	
12	p ⁺ AlGaAs 100 A X _{Al} =53 %		12	p ⁺ AlGaAs 100 A X _{Al} =53 %	
11	AlGaAs 260 A X _{Al} =15 %		11	AlGaAs 273 A X _{Al} =30 %	
10	AlGaAs 633 A X _{Al} =15 %	X4	10	AlGaAs 657 A X _{Al} =30 %	X4
9	GaAs 90 A		9	GaAs 100 A	
8	AlGaAs 120 A X _{Al} =15 %		8	AlGaAs 100 A X _{Al} =30 %	
7	GaAs 90 A		7	GaAs 100 A	
6	AlGaAs 120 A X _{Al} =15 %		6	AlGaAs 100 A X _{Al} =30 %	
5	GaAs 90 A		5	GaAs 100 A	
4	AlGaAs 893 A X _{Al} =15 %		4	AlGaAs 930 A X _{Al} =30 %	
3	n ⁺ AlAs 654 A	X35	3	n ⁺ AlAs 654 A	X35
2	n ⁺ AlGaAs 571.8 A X _{Al} =15 %		2	n ⁺ AlGaAs 571.8 A X _{Al} =15 %	
1	n ⁺ GaAs buffer		1	n ⁺ GaAs buffer	
n ⁺ GaAs(100) 2 ^o → (011) substrate			n ⁺ GaAs(100) 2 ^o → (011) substrate		

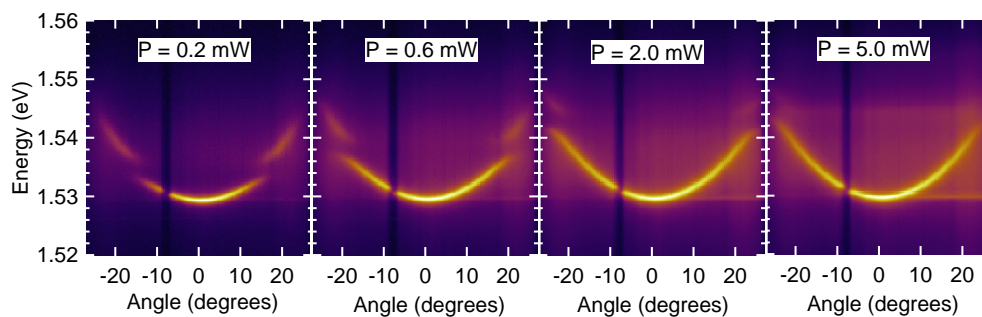
Σχήμα 7.4: Κατασκευαστικά σχέδια των δειγμάτων 999 και 26. Η διαφορά μεταξύ των δυο εντοπίζεται στην περιοχή της κοιλότητας, όπου παρουσιάζεται διαφορετικό βάθος χβαντικών πηγαιδιών.

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε το doping στο πάνω DBR, αρκείται σε επτά περιόδους ακριβώς μετά το πέρας της κοιλότητας. Ο σχεδιασμός αυτός συντελεί στον περιορισμό των απωλειών και την περαιτέρω υποβάθμιση του *Q*. Επίσης βρίσκεται πολύ κοντά στην κοιλότητα ώστε το μεγαλύτερο μέρος των ηλεκτρονίων και των οπών να καταλήγουν στα χβαντικά πηγιάδια. Μέσω του processing, θα φτάσουμε σε αυτό το βάθος με ξηρή εγχάραξη (βλέπε Κεφ. 4) και θα τοποθετήσουμε την ηλεκτρική επαφή *p* πάνω στα *p*-doped στρώματα του DBR.

Το doping κατά την ανάπτυξη σε μια *pn* ετεροεπαφή δημιουργεί μια άνιση κατανομή των ηλεκτρονίων και των οπών που έχει σαν συνέπεια τη ύπαρξη ενός build-in ηλεκτρικού πεδίου. Στα οπτικά πειράματα που έγιναν αρχικά για τον χαρακτηρισμό της δομής, το build-in ηλεκτρικό πεδίο εμφανίστηκε με τη μετακίνηση της ενέργειας του εξιτονίου προς το κόκκινο (redshift), ενώ κατά την αύξηση της ισχύος της δέσμης διέγερσης, η αύξηση της πυκνότητας φορέων στο σύστημα σταδιακά θωρακίζει (screening) το build-in ηλεκτρικό πεδίο, με αποτέλεσμα την επαναφορά της ενέργειας του εξιτονίου στην αναμε-

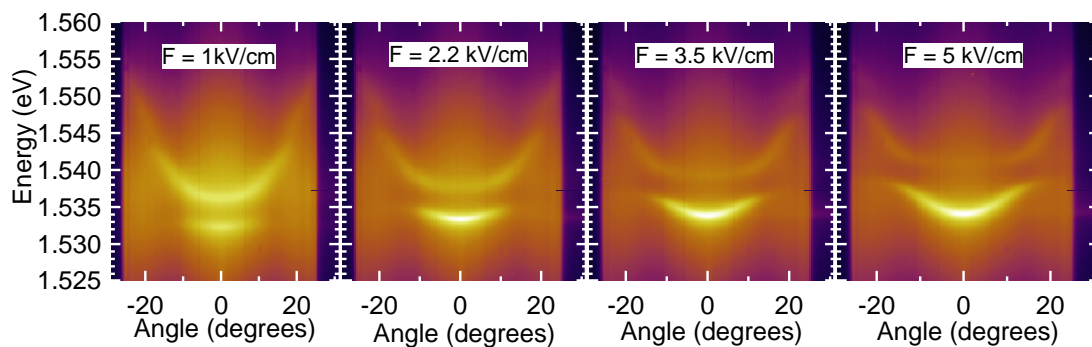


Σχήμα 7.5: Γράφημα προσομοίωσης του ενεργειακού προφίλ του δείγματος 999 και ο εντοπισμός του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του.



Σχήμα 7.6: Απεικόνιση της εκπομπής PL από πολარიτονικές καταστάσεις, στους $25K$, συναρτήσει της μεταβολής της ισχύος οπτικής διέγερσης. Με την αύξηση της ισχύος διέγερσης παρατηρείται θωράκιση του build-in ηλεκτρικού πεδίου με αντίστοιχη αύξηση της ενέργειας του εξιτονίου. Η διόδος φτάνει σε κατάσταση flat-band σε τιμή της ισχύος διέγερσης ίση με $P \approx 5mW$.

νόμηση τιμή κατά τη σχεδίαση. Η δίοδος για συγκεκριμένη τιμή της ισχύος ($4 - 5mW$) έφτανε σε κατάσταση flat-band (Σχήμα 7.6). Αυξάνοντας περαιτέρω την ισχύ παρουσιάστηκε κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης. Σύμφωνα με το σχεδιασμό κάτι τέτοιο δεν ήταν αναμενόμενο. Το μετρούμενο Rabi splitting ήταν μικρό ($\approx 4meV$) σε σχέση με το αναμενόμενο ($9 - 12meV$) κατά τον σχεδιασμό. Το μικρό Rabi Splitting έκανε ευάλωτη τη διάταξη κατά την αύξηση της πυκνότητας των φορέων με αποτέλεσμα την κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης σε ιδιαίτερα χαμηλές συγκεντρώσεις.



Σχήμα 7.7: Απεικόνιση της εκπομπής PL από πολარიτονικές καταστάσεις, στους $25K$, συναρτήσει της μεταβολής του ηλεκτρικού πεδίου. Με την αύξηση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου παρατηρείται screening του build-in ηλεκτρικού πεδίου με αντίστοιχη αύξηση της ενέργειας του εξιτονίου. Η δίοδος φτάνει σε κατάσταση flat-band σε τιμή του εφαρμοζόμενου πεδίου ίση με $F = 5kV/cm$.

Σε συνθήκες ηλεκτρικής άντλησης, δηλαδή σε απευθείας εφαρμογή τάσης στα άκρα της διόδου, δεν παρατηρήθηκε εκπομπή ηλεκτροφωταύγειας είτε από εξιτονικές είτε από πολარიτονικές καταστάσεις. Για την περαιτέρω διερεύνηση, διεξήχθησαν πειράματα συνδυασμού οπτικής διέγερσης και εφαρμογής τάσης. Εφαρμόζοντας τάση στους ακροδέκτες μιας εκ των διόδων, σε συνδεσμολογία ορθής πόλωσης, με παράλληλη οπτική διέγερση μικρής ισχύος για την ενεργειακή παρακολούθηση των εξιτονίων, παρατηρήθηκε η συμπεριφορά που περιγράφεται στις εικόνες του Σχήματος 7.7. Αυξάνοντας την τιμή της τάσης ώστε το παραγόμενο ηλεκτρικό πεδίο στα άκρα της διόδου να φτάσει στα $5kV/cm$, το σύστημα φτάνει σε συνθήκες flat-band θωρακίζοντας το build-in ηλεκτρικό πεδίο. Κατά την αύξηση αυτή παρατηρήθηκε, όπως πριν, η μετακίνηση της ενέργειας του εξιτονίου προς το μπλε (blueshift), μέχρι να φτάσει στην υψηλότερη τιμή της, δηλαδή σε συνθήκες μηδενικού ολικού ηλεκτρικού πεδίου. Συνεχίζοντας την αύξηση της τάσης παρατηρήθηκε μικρή ενίσχυση της ακτινοβολίας από εξιτονικές καταστάσεις, γεγονός που υποδεικνύει ότι υ-

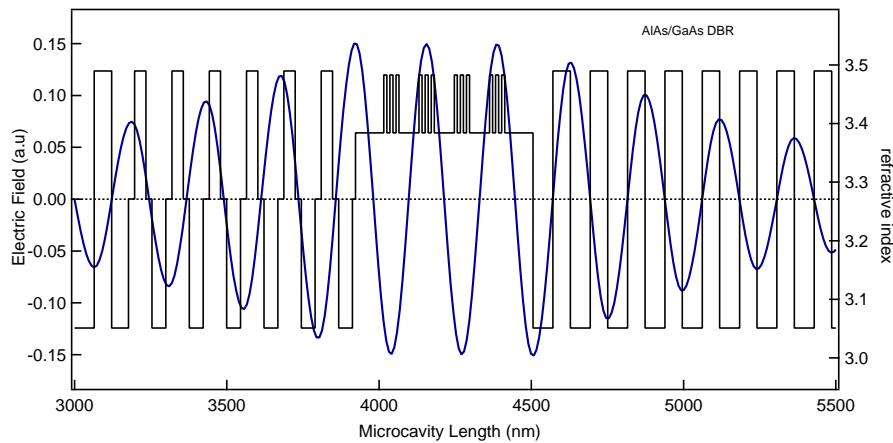
πάρχει έγχυση φορέων στην ενεργό περιοχή, ενώ στη συνέχεια παρατηρήθηκε υποβάθμιση του Rabi Splitting και κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης.

Η ενεργειακή μετακίνηση του εξιτονίου κατά $\approx 20\text{meV}$ σε συνολική μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου $\approx 10\text{kV/cm}$ δεν συνάδει με παλαιότερες αναφορές της κίνησης του εξιτονίου ευθέως χάσματος (direct exciton DX) [128], συναρτήσει της μεταβολής του ηλεκτρικού πεδίου. Αντιθέτως είναι παρόμοια με την κίνηση του εξιτονίου μη-ευθέως χάσματος (indirect exciton IDX), το οποίο δημιουργείται από αλληλεπίδραση γειτονικών κβαντικών πηγαδιών. Το παρατηρούμενο Rabi Splitting οφείλεται πιθανότατα στη σύζευξη μεταξύ του cavity mode και του IDX ενώ το DX δεν φαίνεται να συμμετέχει ενεργά. Μια τέτοια ερμηνεία θα μπορούσε να δικαιολογήσει το μικρό Rabi Splitting που παρουσιάζεται. Η ύπαρξη του IDX υποδηλώνει ότι υπάρχει ισχυρή αλληλεπίδραση μεταξύ των κβαντικών πηγαδιών που βρίσκονται στην κοιλότητα. Για να αποφύγουμε την αλληλεπίδραση μεταξύ των πηγαδιών, στο σχεδιασμό της επόμενης δομής έγιναν αλλαγές στο ύψος του barrier που παρεμβάλλεται μεταξύ των πηγαδιών αλλάζοντας το ποσοστό του αλουμινίου από 15% σε 30%. Μετά από πραγματοποίηση πειραμάτων ανακλαστικότητας και φωτορεύματος μέσω της απορρόφησης, η μεγάλη συλλογή δεδομένων δεν βοήθησε στην ερμηνεία αφενός της απουσίας DX και αφετέρου στην ισχυρή σύζευξη του IDX με το cavity mode και την εμφάνιση Splitting.

7.3.2 Δείγματα 26, 38, 50

Η δεύτερη προσπάθεια κατασκευής μικροκοιλότητας υψηλού Q για ηλεκτρική άντληση (sample 26) έγινε βάσει του σχεδιασμού που παρουσιάζεται στο Σχήμα 7.4. Η αλλαγή που πραγματοποιήθηκε στο σχεδιασμό σε σχέση με το δείγμα 999 είναι ότι αυξήσαμε το ύψος του barrier ανάμεσα στα QWs. Η αλλαγή αυτή είχε σκοπό τη μείωση της αλληλεπίδρασης μεταξύ των QWs, τα αποτελέσματα της οποίας έγιναν εμφανή στην περίπτωση του δείγματος 999.

Η ανάπτυξη του δείγματος 26 κρίθηκε ανεπιτυχής εξαιτίας απόκλισης του συστήματος ανάπτυξης (MBE) στο ποσοστό του αλουμινίου (Al), ενώ δεν υπάρχει συσχέτιση με την αλλαγή που πραγματοποιήσαμε στο barrier. Το αποτέλεσμα ήταν ότι το stop-band ήταν ενεργειακά, αρκετά μακριά, σε σχέση με την ενέργεια του εξιτονίου με αποτέλεσμα να μην υπάρχει πιθανότητα να έρθει το σύστημα σε συντονισμό. Επίσης λόγω αστοχίας κατά τη διάρκεια της ανάπτυξης δεν ήταν αρκετά μεγάλη η μεταβολή του detuning κατά μήκος της



Σχήμα 7.8: Γράφημα προσομοίωσης του ενεργειακού προφίλ του δείγματος 26 και ο εντοπισμός του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του.

επιφάνειας του δείγματος, με αποτέλεσμα να μην υπάρχει κάποιο σημείο στο δείγμα, όπου έρχονται σε συντονισμό το cavity mode της κοιλότητας και η ενέργεια εξιτονίου. Έτσι δεν υπήρξε ισχυρή σύζευξη και κατά συνέπεια δεν παρουσιάστηκαν πολαριτονικοί κλάδοι.

Στη συνέχεια περάσαμε στην τρίτη κατασκευή μικροκοιλότητας υψηλού Q για ηλεκτρική άντληση (sample 38), ο σχεδιασμός της οποίας βασίστηκε στο σχέδιο του δείγματος 26, με τη μόνη αλλαγή να αποτελεί ο επαναπροσδιορισμός του ποσοστού αλουμινίου, για σωστή βαθμονόμηση του MBE, σε σύγκριση με το δείγμα 26 ώστε να φέρουμε το σύστημα σε συντονισμό. Στο δείγμα 38 παρόλο που η φασματική γραμμή του cavity mode βγήκε στην ενέργεια σχεδίασης, δηλαδή στην περιοχή που βρίσκεται η φασματική γραμμή του εξιτονίου, δεν παρατηρήθηκε ισχυρή σύζευξη. Αιτία αυτού, η χαμηλή ποιότητα του cavity mode. Το εύρος γραμμής του cavity mode στην περιοχή συντονισμού με την ενέργεια του εξιτονίου, ήταν αρκετά μεγάλο με αποτέλεσμα να μην πληρείται το κριτήριο για ισχυρή σύζευξη.

Ακολούθησε μια ακόμη ανάπτυξη μικροκοιλότητας υψηλού Q για ηλεκτρική άντληση (sample 50). Ο σχεδιασμός του δείγματος 50 βασίστηκε στο σχέδιο του δείγματος 26 με τις εξής αλλαγές: αυξήσαμε το πάχος των QWs σε 12nm και ταυτόχρονα αλλάξαμε το ύψος του barrier μεταξύ των QWs αλλάζοντας το ποσοστό αλουμινίου από 30% σε 20%. Σκοπός της αλλαγής αυτής ήταν να μετακινήσουμε την ενέργεια του εξιτονίου.

Αυτό που παρατηρήθηκε από την σειρά των δειγμάτων που έχουμε παρουσιάσει ως τώρα είναι ότι εκτός από την φασματική θέση και το εύρος γραμμής του cavity mode, το εξιτόνιο φαινόταν να μην έχει τα αναμενόμενα χαρακτηριστικά. Η εκπομπή φωτός από το εξιτόνιο,

που είχε παρατηρηθεί σε παλαιότερα δείγματα άσχετα αν βρισκόταν ή όχι σε συντονισμό με το cavity mode, δεν παρατηρείται στη σειρά των παραπάνω δειγμάτων. Λόγω του υψηλού Q της κοιλότητας, πειράματα ανακλαστικότητας είναι δύσκολο να πραγματοποιηθούν, με αποτέλεσμα να μην είμαστε σε θέση να ελέγξουμε την ποιότητα της εξιτονικής γραμμής. Με την υποψία ότι μπορεί να υπάρχει κάποιου είδους απορρόφηση στο εσωτερικό της δομής που δεν επιτρέπει την εμφάνιση του εξιτονίου αλλάξαμε τα χαρακτηριστικά που αναφέραμε παραπάνω.

Για μια ακόμα φορά σταθήκαμε άτυχοι, αφού η τέταρτη κατά σειρά δομή δεν παρουσίασε ισχυρή σύζευξη. Αιτία, ήταν για άλλη μια φορά η φασματική γραμμή του cavity mode, η οποία εμφανίστηκε αρκετά μακριά από εκείνη του εξιτονίου. Το πρώτο από τα bragg modes εμφανίζεται να βρίσκεται στην περιοχή του εξιτονίου, ενώ υπήρχε έντονη εκπομπή φωτός από εκείνο το σημείο.

7.3.3 Δείγμα 44

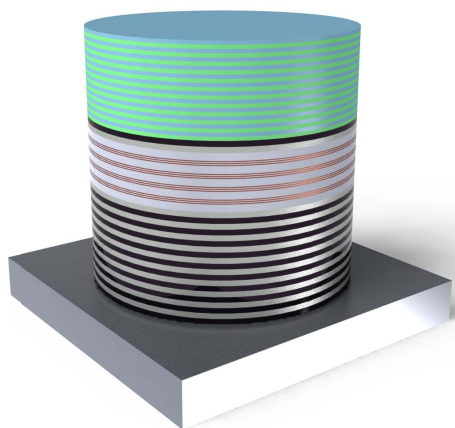
Τέλος, πραγματοποιήσαμε μια καινοτόμο σχεδιαστική προσέγγιση της οποίας ο στόχος ήταν η αποφυγή των προβληματικών παραγόντων από την εμπειρία των προηγούμενων δειγμάτων. Η νέα προσέγγιση ήταν ο σχεδιασμός και η κατασκευή υβριδικής μικροκοιλότητας. Μια μικροκοιλότητα δηλαδή που θα αποτελείται από δυο διαφορετικές ομάδες υλικών. Τα καινούργια υλικά που χρησιμοποιήθηκαν είναι τα διηλεκτρικά. Η πηγή για μια τέτοια καινούργια κατασκευαστική προσέγγιση ήταν η αποφυγή του p -type doping.

Βασιζόμενοι στην επιτυχή ανάπτυξη του δείγματος για τις οπτικές μετρήσεις, εφαρμόστηκε ο ίδιος σχεδιασμός της περιοχής της κοιλότητας, αποτελούμενη από τέσσερις συστοιχίες των τριών QWs με τα ίδια ποσοστά αλουμινίου που καθορίζουν τα barriers μεταξύ των QWs. Το σχέδιο της διάταξης περιγράφεται στο Σχήμα 7.9. Γνωρίζοντας όμως ότι η περιορισμένη χρήση του doping, κυρίως στο p -doped DBR περιορίζει την υποβάθμιση του Q , αναπτύχθηκε ένα μόνο p -doped $AlGaAs$ στρώμα, ενώ λαμβάνοντας υπόψη την μειωμένη σειριακή αντίσταση που παρέχει ο σχεδιασμός με την τοποθέτηση των ηλεκτρικών επαφών κοντά στην κοιλότητα, σταματήσαμε την ανάπτυξη σε σημείο ακριβώς μετά το κλείσιμο της κοιλότητας, χωρίς να συνεχίσουμε με την ανάπτυξη του υπόλοιπου DBR. Σύμφωνα με τον σχεδιασμό πάνω στο doped αυτό στρώμα, θα τοποθετηθούν οι ηλεκτρικές p επαφές. Ακολούθησε το processing για την τοποθέτηση των ηλεκτρικών επαφών καθώς και για τη δημιουργία ηλεκτρικά απομονωμένων κυλινδρικών διατάξεων

Hybrid MC Structure (sample 44)

Air	
SiO ₂ 133.2nm	X 13
Ta ₂ O ₅ 96.1nm	
P ⁺ GaAs 50 Å	
P ⁺ AlGaAs 571.8 Å x _{Al} =15%	
AlAs 654 Å	
AlGaAs 273 Å x _{Al} =30%	
AlGaAs 657 Å x _{Al} =30%	X 4
GaAs 100 Å	
AlGaAs 100 Å x _{Al} =30%	
GaAs 100 Å	
AlGaAs 100 Å x _{Al} =30%	
GaAs 100 Å	
AlGaAs 930 Å x _{Al} =30%	
AlAs 654 Å	
n ⁺ AlGaAs 571.8 Å x _{Al} =15%	
n ⁺ AlAs 654 Å	
n ⁺ AlGaAs 571.8 Å x _{Al} =15%	
AlAs 654 Å	X 33
AlGaAs 571.8 Å x _{Al} =15%	
n ⁺ GaAs Buffer	
n ⁺ GaAs(100) 2 ^θ -> (011) substrate	

Σχήμα 7.9: Κατασκευαστικό σχέδιο του δείγματος 44. Αρχικά γίνεται η ανάπτυξη του δείγματος, με τη μέθοδο του MBE, ως το στρώμα του p^+GaAs ενώ στη συνέχεια και μετά την τοποθέτηση των ηλεκτρικών επαφών τοποθετείται το 13 περιόδων διηλεκτρικό top DBR αποτελούμενο από Ta_2SO_5/SiO_2 .

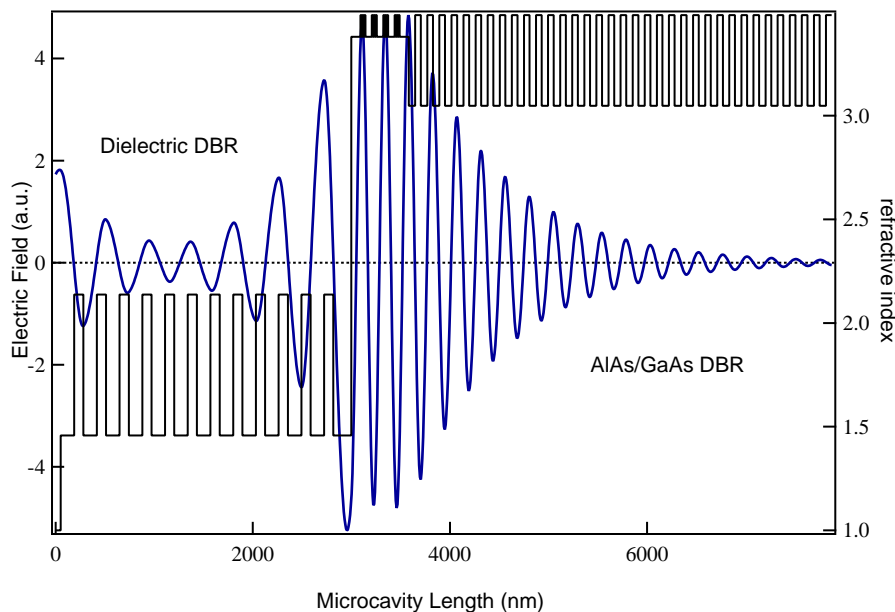


Σχήμα 7.10: Απεικόνιση 3D ενός mesa του δείγματος 44. Το top DBR είναι κατασκευασμένο από διηλεκτρικά υλικά και τονίζεται με τη διαφορά χρώματος σε σχέση με το bottom DBR.

(mesas).

Μετά την τοποθέτηση των επαφών σειρά είχε η ολοκλήρωση της κατασκευής της μικροκοιλότητας. Το τελικό στάδιο, η τοποθέτηση του πάνω κατόπτρου, δεν θα μπορούσε να γίνει με ανάπτυξη στο MBE. Για την κατασκευή του πάνω κατόπτρου επιλέξαμε τη χρήση διηλεκτρικών DBRs, η τεχνολογία της κατασκευής των οποίων παρέχει συγκρίσιμες τιμές ανακλαστικότητας, ενώ επιπλέον καθίσταται εφικτή η εναπόθεση τους σε ημιαγωγούς. Με την τοποθέτηση, 13 περιόδων των υλικών Ta_2O_5/SiO_2 , η μικροκοιλότητα ολοκληρώθηκε. Η πειραματική τιμή για τον συντελεστή ποιότητας είναι $Q_\pi \approx 4000$ και αποτελεί μια πολύ καλή τιμή για doped διατάξεις.

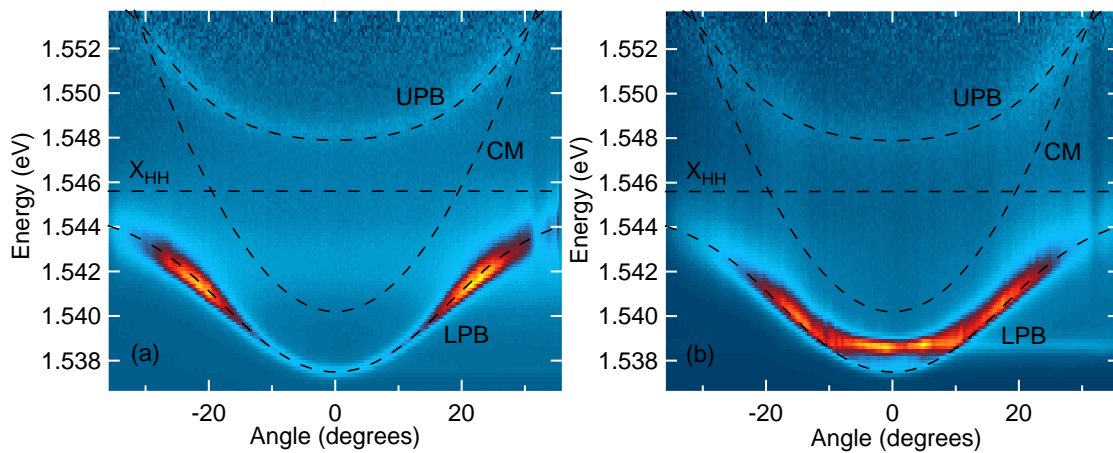
Ένα σχέδιο της δομής για να δούμε την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος της παρουσιάζεται στο Σχήμα 7.11.



Σχήμα 7.11: Γράφημα προσομοίωσης του ενεργειακού προφίλ του δείγματος 44 και ο εντοπισμός του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος του. Εμφανής είναι η διαφορά της ταλάντωσης του ηλεκτρικού πεδίου στα δυο διαφορετικών υλικών DBRs.

Μετά την ολοκλήρωση της κατασκευής του δείγματος 44 ακολούθησε ο πειραματικός οπτικός χαρακτηρισμός. Οι μετρήσεις που έγιναν έδειξαν ύπαρξη ισχυρής σύζευξης με την εμφάνιση πολαριτονικών κλάδων. Στο Σχήμα 7.12a παρουσιάζεται η εικόνα της PL υπό χαμηλή ισχύ οπτικής διέγερσης, στην οποία γίνεται εμφανής η ύπαρξη SC. Διεξάγοντας πειράματα για την εξέταση της ύπαρξης SC εισερχόμενοι σε μη γραμμική περιοχή λειτουργίας παρατηρήσαμε ότι παρόλο το σχετικά χαμηλό Q σε σύγκριση με την undoped διάταξη

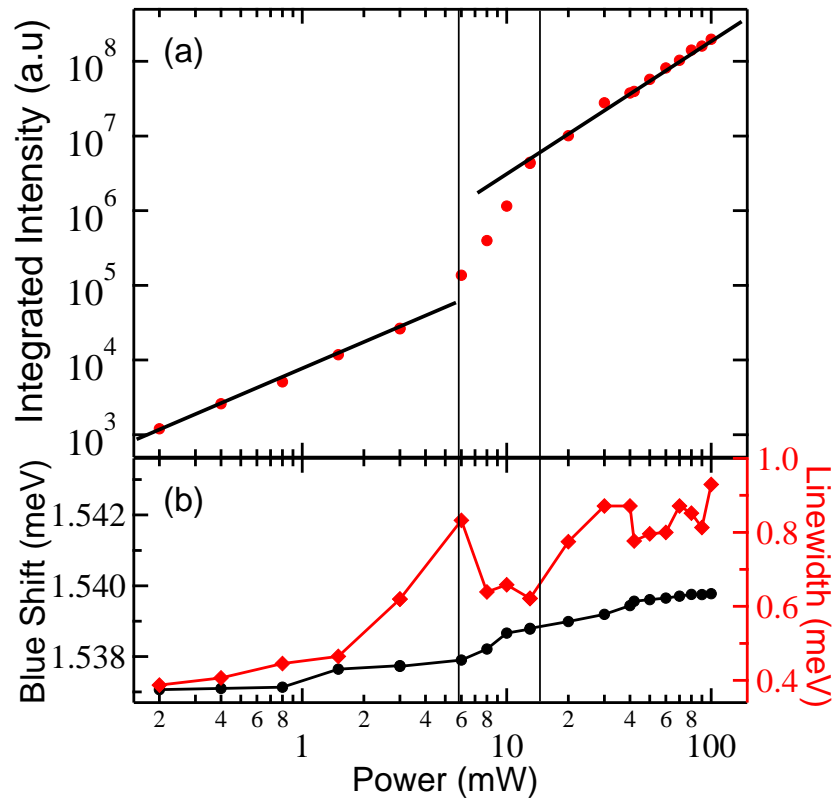
του Κεφ. 5, παρατηρήθηκε η δημιουργία πολαριτονικού συμπυκνώματος σε θερμοκρασία των $25K$. Η αντίστοιχη εικόνα της PL σε μη γραμμική περιοχή λειτουργίας παρουσιάζεται στο Σχήμα 7.12b, όπου για μια ακόμα φορά είναι εμφανές ότι το σύστημα βρίσκεται σε SC. Επίσης, υπήρξε παράλληλη αύξηση της ισχύος κατωφλίου σε σχέση με το undoped δείγμα του Κεφ. 5. Το ενεργό Rabi Splitting μετρήθηκε $\Omega_R \approx 8.5meV$ ενώ είχαμε και ένδειξη του φαινομένου bottleneck (Σχήμα 7.12a) για χαμηλή ισχύ διέγερσης. Τα παραπάνω χαρακτηριστικά θέτουν την καινοτόμο προσέγγιση ως επιτυχημένη, τουλάχιστον σε πρώτη φάση ως προς τη λειτουργία μέσω οπτικής διέγερσης.



Σχήμα 7.12: Απεικόνιση της εκπομπής PL, από πολαριτονικές καταστάσεις, στη θερμοκρασία των $25K$, με τη χρήση της τεχνικής του spatial filtering σε γραμμική (a) (ισχύς διέγερσης $P_a = 0.1P_{th}$) και σε μη γραμμική περιοχή λειτουργίας (b) (ισχύς διέγερσης $P_b = 2.5P_{th}$), σε αποσυντονισμό $\Delta = -5.4meV$ και οι θεωρητικές καμπύλες (διακεκομμένες γραμμές). Ισχυρή η παρουσία του bottleneck σε χαμηλή ισχύ διέγερσης στην εικόνα a

Από τη σκοπιά της απόδοσης της διάταξης, παρουσιάστηκε κατώφλι μη γραμμικής λειτουργίας ίσο με $P_{th} \approx 6mW$ της δέσμης του laser, που αντιστοιχεί σε πυκνότητα ισχύος $\approx 900W/cm^2$ με αντίστοιχο spot διέγερσης $\approx 30\mu m$. Η χαρακτηριστική καμπύλη εισόδου-εξόδου παρουσιάζεται στο Σχήμα 7.13a. Στο Σχήμα 7.13b παρουσιάζεται η εξέλιξη του εύρους γραμμής του LPB (κόκκινο) και του συνολικού blueshift (μαύρο) συναρτήσει της αύξησης της ισχύος διέγερσης. Εύκολα διακρίνει κανείς ότι στην περιοχή της ισχύος κατωφλίου παρατηρείται μείωση του εύρους γραμμής, ενώ παράλληλα παρατηρείται βαθμιαία αύξηση του συνολικού blueshift ($V_{max} \approx 2.8meV$) που οφείλεται στις ισχυρές

αλληλεπιδράσεις πολαριτονίου-πολαριτονίου και εξιτονίου-πολαριτονίου.



Σχήμα 7.13: (a) Γράφημα της ολοκληρωμένης έντασης της PL του LPB των καταστάσεων με $k_{\parallel} = 0$, συναρτήσει της αύξησης της ισχύος διέγερσης. Παρουσιάζεται μη γραμμική συμπεριφορά με την έναρξη της εκπομπής του πολαριτονικού συμπυκνώματος, στη θερμοκρασία των $25K$, με κατώφλι εισόδου $P_{th} \approx 6mW$ που αντιστοιχεί σε πυκνότητα ισχύος $\approx 900W/cm^2$. (b) Οι αντίστοιχες τιμές για το εύρος γραμμής (κόκκινα τετράγωνα) και του ενεργειακού blueshift (μαύροι κύκλοι) του LPB σε $k_{\parallel} = 0$ συναρτήσει της αύξησης της ισχύος διέγερσης.

Στη συνέχεια τοποθετήθηκε μέρος του δείγματος σε ειδικό package για να γίνει εφικτή η ηλεκτρική σύνδεση. Ακολούθησε η τοποθέτηση του δείγματος στον θάλαμο του κρουστάτη και η ψύξη της διάταξης στη θερμοκρασία των $25K$.

Κατά τη συνδεσμολογία των διόδων σε ορθή πόλωση και την εφαρμογή τάσης παρατηρήθηκαν τα εξής. Δεν υπήρξε καμία ένδειξη ηλεκτροφωταύγειας (EL), γεγονός που αποδίδεται στο ότι δεν υπήρξε αποτελεσματική έγχυση των φορέων στην περιοχή της κοιλότητας ώστε να παρουσιαστεί κάποιου είδους εκπομπή είτε στην ενέργεια του εξιτονίου, είτε ακόμα και των πολαριτονίων σε SC. Δυστυχώς καμία από τις διόδους δεν επέδειξε EL οπότε το σφάλμα αποδίδεται στην κατασκευαστική προσέγγιση της διάταξης και όχι

κατά το processing.

Για την περαιτέρω διερεύνηση της διάταξης ακολουθήθηκε συνδυασμός οπτικών και ηλεκτρικών μετρήσεων. Διεγείροντας τη διάταξη με οπτικά μέσα και λαμβάνοντας εκπομπή από πολαριτονικές καταστάσεις εφαρμόστηκε διαφορά δυναμικού σε ορθή πόλωση στα άκρα των διόδων. Σε αυτού του είδους τα πειράματα παρατηρήθηκαν τα εξής. Αρχικά είχαμε το screening του build-in ηλεκτρικού πεδίου με μικρό blueshift της ενέργειας του εξιτονίου, ενώ στη συνέχεια παρατηρήθηκε redshift της ενέργειας του εξιτονίου εξαιτίας του QCSE. Δεν υπήρξε για άλλη μια φορά κάποια ενίσχυση της εκπομπής κάποιων καταστάσεων λόγω της εφαρμογής τάσης. Η ερμηνεία της συμπεριφοράς αυτής οφείλεται στο ότι οι φορείς έχοντας δυσκολία να περάσουν στην περιοχή της κοιλότητας απλώνονται στην κάθετη επιφάνεια σε σχέση με τη διεύθυνση της ανάπτυξης με αποτέλεσμα να δημιουργείται ένα είδος πυκνωτή. Ανάμεσα στους οπλισμούς δημιουργείται ομογενές ηλεκτρικό πεδίο που έχει συνέπεια τη μεταβολή της ενέργειας της εξιτονικής μετάβασης. Υπό κανονικές συνθήκες θα έπρεπε να έχουμε την ένδειξη ροής ρεύματος και την ακτινοβολία του δείγματος από πολαριτονικές καταστάσεις. Στην ουσία η συμπεριφορά αυτή είναι παρόμοια με τη συμπεριφορά του δείγματος του Κεφ. 6, όπου οι ηλεκτρικές επαφές ήταν τύπου Schottky, με μόνη δυνατότητα την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου.

Και πράγματι συνεχίζοντας τη διερεύνηση, διεξήχθησαν πειράματα ανακλαστικότητας σε συνδυασμό με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου, σε μέρος του δείγματος όπου δεν είχε τοποθετηθεί το top DBR. Η καταγραφή και η επεξεργασία των δεδομένων έδειξε ότι και σε αυτή τη δομή εμφανίζονται φαινόμενα μεταφοράς και παγίδευσης ηλεκτρικού φορτίου με την εμφάνιση διπλής ' φούσκας ' όπως και στην περίπτωση του δείγματος του Κεφ. 6. Η εμφάνιση της συμπεριφοράς δεν μας εκπλήσει αν κανείς λάβει υπόψη το ίδιο κατασκευαστικό σχέδιο της περιοχής της κοιλότητας. Στη συνέχεια διεξήχθησαν πειράματα στη μικροκοιλότητα, σε μη γραμμική περιοχή λειτουργίας και υπό την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου, τα οποία επιβεβαιώνουν τις μετρήσεις του Κεφ. 6 με τη συγκρίσιμη μεταβολή της ενέργειας του πολαριτονικού συμπυκνώματος μέσω της μερικής υποβάθμισης του Rabi Splitting.

7.4 Σύνοψη

Συνοψίζοντας, παρόλες τις αποτυχημένες κατασκευαστικές προσπάθειες που έγιναν με σκοπό την ηλεκτρική άντληση μικροκοιλότητας υψηλού Q για δημιουργία πολαριτονικού συμπυκνώματος σε σύστημα υλικών $GaAs$, είναι σημαντικό να τονιστεί η δυσκολία που υπάρχει στην κατασκευή τέτοιων δομών. Αρχικά ως προς τις προκλήσεις και τα εμπόδια που θέτουν οι φυσικοί μηχανισμοί που λαμβάνουν χώρα (υψηλή αντίσταση, χαμηλές θερμοκρασίες) ενώ μετέπειτα πρέπει κανείς να συνυπολογίσει και την κατασκευαστική ποιότητα και συνέπεια του MBE ως προς τον σχεδιασμό. Η πολυπαραγοντική εξάρτηση, μιας τέτοιας μεγάλης σχετικά διάταξης, αφήνει περιθώριο μεγάλου σφάλματος κατά την κατασκευή. Λαμβάνοντας υπόψη τα παραπάνω, η πρόοδος και η μελέτη πολαριτονικών διατάξεων για ηλεκτρική άντληση κρίνεται επιτυχής βάσει της μεγάλης κατασκευαστικής εμπειρίας που αποκτήθηκε.

Τελικά επίδειξη πολαριτονικού laser υπό ηλεκτρική άντληση σε χαμηλές θερμοκρασίες επετεύχθη [26] σε συστήματα υλικών βασισμένα σε $GaAs$. Μια ημέρα πριν είχε δημοσιευτεί από [27] πολαριτονικό laser υπό ηλεκτρική άντληση σε χαμηλές θερμοκρασίες αλλά υπό την εφαρμογή μαγνητικού πεδίου σε $GaAs$. Λίγο αργότερα την χαρακτηριστική βολή την έδωσε η ομάδα από το Michigan με την επίδειξη πολαριτονικού laser σε θερμοκρασία δωματίου σε σύστημα υλικών βασισμένο σε GaN [28]. Βέβαια, μέχρις ότου οι καινοτόμες ημιαγωγικές οπτοηλεκτρονικές διατάξεις να ξεδιπλώσουν τη δυναμική τους, μέχρι το σημείο να μιλάει κανείς για πραγματικές διατάξεις ιδιαίτερα χαμηλής κατανάλωσης ενέργειας, όπως προβλέπεται από τη θεωρία, ύστερα από την αποδοτικότερη εκμετάλλευση των φυσικών μηχανισμών που λαμβάνουν χώρα στο σύστημα, ο ερευνητικός δρόμος είναι ακόμα μακρύς. Ιδιαίτερα αν αναλογιστεί κανείς και τους νέους ορίζοντες στην κατεύθυνση των πολαριτονικών κυκλωμάτων, μπορεί εύκολα να γίνει αντιληπτό το ευοίωνο μέλλον του πεδίου των οπτοηλεκτρονικών διατάξεων.

Δημοσιεύσεις

G. Tosi, G. Christmann, N. G. Berloff, **P. Tsotsis**, T. Gao, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, and J. J. Baumberg. **Sculpting oscillators with light within a nonlinear quantum liquid**. Nature Physics, 8(3):190-194, 2012.

P Tsotsis, P S Eldridge, T Gao, S I Tsintzos, Z Hatzopoulos, and P G Savvidis. **Lasing threshold doubling at the crossover from strong to weak coupling regime in GaAs microcavity**. New Journal of Physics, 14(2):023060, 2012.

Gabriel Christmann, Guilherme Tosi, Natalia G. Berloff, **Panos Tsotsis**, Peter S. Eldridge, Zacharias Hatzopoulos, Pavlos G. Savvidis, and Jeremy J. Baumberg. **Polariton ring condensates and sun over ripples in an expanding quantum liquid**. Phys. Rev. B, 85:235303, Jun 2012.

G Tosi, G Christmann, N G Berloff, **P Tsotsis**, T Gao, Z Hatzopoulos, P G Savvidis and J J Baumberg. **Geometrically locked vortex lattices in semiconductor quantum fluids**. Nature communications, 3(May):1243, 2012.

P. Cristofolini, A. Dreismann, G. Christmann, G. Franchetti, N. G. Berloff, **P. Tsotsis**, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, and J. J. Baumberg. **Optical superfluid phase transitions and trapping of polariton condensates**. Phys. Rev. Lett., 110:186403, May 2013.

P. Tsotsis, S.I. Tsintzos, G. Christmann, P.G. Lagoudakis, O. Kyriienko, I.A. Shelykh, J. J. Baumberg, A. V. Kavokin, Z. Hatzopoulos, P.S. Eldridge, P.G. Savvidis, **Tuning the energy of a polariton condensate via bias-controlled rabi splitting**. Phys. Rev. Applied, 2:014002, Jul 2014.

Βιβλιογραφία

- [1] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson. Coherent light emission from gaas junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 9:366–368, Nov 1962.
- [2] Haruhisa Soda, Ken-ichi Iga, Chiyuki Kitahara, and Yasuharu Suematsu. Gainasp/inp surface emitting injection lasers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 18(12):2329, 1979.
- [3] H. F. Hess, E. Betzig, T. D. Harris, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Near-field spectroscopy of the quantum constituents of a luminescent system. *Science*, 264(5166):1740–1745, 1994.
- [4] Dieter Bimberg, Marius Grundmann, and Nikolai N Ledentsov. *Quantum dot heterostructures*. John Wiley & Sons, 1999.
- [5] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 69:3314–3317, Dec 1992.
- [6] J. J. Hopfield. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals. *Phys. Rev.*, 112:1555–1567, Dec 1958.
- [7] A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau, and Y. Yamamoto. Nonequilibrium condensates and lasers without inversion: Exciton-polariton lasers. *Phys. Rev. A*, 53:4250–4253, Jun 1996.
- [8] P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, and J. S. Roberts. Angle-resonant stimulated polariton amplifier. *Phys. Rev. Lett.*, 84:1547–1550, Feb 2000.
- [9] SN Bose. Planck's law and the light quantum hypothesis. *Z. Phys*, 26:178–181, 1924.

- [10] A. Einstein. Sitzungberichte. *Preussische Akademie der Wissenschaften*, 1(3), 1925.
- [11] John M. Blatt, K. W. Böer, and Werner Brandt. Bose-einstein condensation of excitons. *Phys. Rev.*, 126:1691–1692, Jun 1962.
- [12] R. Houdré, J. L. Gibernon, P. Pellandini, R. P. Stanley, U. Oesterle, C. Weisbuch, J. O’Gorman, B. Roycroft, and M. Ilegems. Saturation of the strong-coupling regime in a semiconductor microcavity: Free-carrier bleaching of cavity polaritons. *Phys. Rev. B*, 52:7810–7813, Sep 1995.
- [13] M.S. Skolnick, R.M. Stevenson, A.I. Tartakovskii, R. Butte, M. Emam-Ismael, D.M. Whittaker, P.G. Savvidis, J.J. Baumberg, A. Lemaitre, V.N. Astratov, and J.S. Roberts. Polariton-polariton interactions and stimulated emission in semiconductor microcavities. *Materials Science and Engineering: C*, 19(1-2):407–416, 2002.
- [14] P. Senellart, J. Bloch, B. Sermage, and J. Y. Marzin. Microcavity polariton depopulation as evidence for stimulated scattering. *Phys. Rev. B*, 62:R16263–R16266, Dec 2000.
- [15] A. I. Tartakovskii, M. Emam-Ismael, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, D. M. Whittaker, J. J. Baumberg, and J. S. Roberts. Relaxation bottleneck and its suppression in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. B*, 62:R2283–R2286, Jul 2000.
- [16] J Kasprzak, M Richard, S Kundermann, A Baas, P Jeambrun, J M J Keeling, F M Marchetti, M H Szymanska, R André, J L Staehli, and et al. Bose-einstein condensation of exciton polaritons. *Nature*, 443(7110):409–414, 2006.
- [17] S. Christopoulos, G. Baldassarri Höger von Högersthal, A. J. D. Grundy, P. G. Lagoudakis, A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Christmann, R. Butté, E. Feltn, J.-F. Carlin, and N. Grandjean. Room-temperature polariton lasing in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. Lett.*, 98:126405, Mar 2007.
- [18] Charles Leyder, Marco Romanelli, J Ph Karr, Elisabeth Giacobino, Tim CH Liew, Mikhail M Glazov, Alexey V Kavokin, Guillaume Malpuech, and Alberto Bramati. Observation of the optical spin hall effect. *Nature Physics*, 3(9):628–631, 2007.

- [19] A Amo, D Sanvitto, F P Laussy, D Ballarini, E del Valle, M D Martin, A Lemaître, J Bloch, D N Krizhanovskii, M S Skolnick, and et al. Collective fluid dynamics of a polariton condensate in a semiconductor microcavity. *Nature*, 457(7227):291–295, 2009.
- [20] Alberto Amo, Jérôme Lefrère, Simon Pigeon, Claire Adrados, Cristiano Ciuti, Iacopo Carusotto, Romuald Houdré, Elisabeth Giacobino, and Alberto Bramati. Superfluidity of polaritons in semiconductor microcavities. *Nature Physics*, 5(11):805–810, 2009.
- [21] K. G. Lagoudakis, T. Ostatnický, A. V. Kavokin, Y. G. Rubo, R. André, and B. Deveaud-Plédran. Observation of half-quantum vortices in an exciton-polariton condensate. *Science*, 326(5955):974–976, 2009.
- [22] D Sanvitto, FM Marchetti, MH Szymańska, G Tosi, M Baudisch, FP Laussy, DN Krizhanovskii, MS Skolnick, L Marrucci, A Lemaitre, et al. Persistent currents and quantized vortices in a polariton superfluid. *Nature Physics*, 6(7):527–533, 2010.
- [23] D. Porras and C. Tejedor. Linewidth of a polariton laser: theoretical analysis of self-interaction effects. *Phys. Rev. B*, 67:161310, Apr 2003.
- [24] G. Malpuech, A. Kavokin, A. Di Carlo, and J. J. Baumberg. Polariton lasing by exciton-electron scattering in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. B*, 65:153310, Apr 2002.
- [25] Hui Deng, Gregor Weihs, David Snoke, Jacqueline Bloch, and Yoshihisa Yamamoto. Polariton lasing vs. photon lasing in a semiconductor microcavity. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 100(26):15318–15323, 2003.
- [26] Christian Schneider, Arash Rahimi-Iman, Na Young Kim, Julian Fischer, Ivan G Savenko, Matthias Amthor, Matthias Lermer, Adriana Wolf, Lukas Worschech, Vladimir D Kulakovskii, and et al. An electrically pumped polariton laser. *Nature*, 497(7449):348–52, 2013.
- [27] Pallab Bhattacharya, Bo Xiao, Ayan Das, Sishir Bhowmick, and Junseok Heo. Solid state electrically injected exciton-polariton laser. *Phys. Rev. Lett.*, 110:206403, May 2013.

- [28] Pallab Bhattacharya, Thomas Frost, Saniya Deshpande, Md Zunaid Baten, Arnab Hazari, and Ayan Das. Room temperature electrically injected polariton laser. *Phys. Rev. Lett.*, 112:236802, Jun 2014.
- [29] Esther Wertz, Lydie Ferrier, Dimitri Solnyshkov, Robert Johne, Daniele Sanvitto, Aristide Lemaître, Isabelle Sagnes, Roger Grousson, Alexey V. Kavokin, Pascale Senellart, and et al. Spontaneous formation and optical manipulation of extended polariton condensates. page 19, 2010.
- [30] G. Tosi, G. Christmann, N. G. Berloff, P. Tsotsis, T. Gao, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, and J. J. Baumberg. Sculpting oscillators with light within a nonlinear quantum fluid. *Nature Physics*, 8(3):190–194, 2012.
- [31] S I Tsintzos, N T Pelekanos, G Konstantinidis, Z Hatzopoulos, and P G Savvidis. A gaas polariton light-emitting diode operating near room temperature. *Nature*, 453(7193):372–375, 2008.
- [32] T. Gao, P. S. Eldridge, T. C. H. Liew, S. I. Tsintzos, G. Stavrinidis, G. Deligeorgis, Z. Hatzopoulos, and P. G. Savvidis. Polariton condensate transistor switch. *Phys. Rev. B*, 85:235102, Jun 2012.
- [33] Dario Ballarini, Milena De Giorgi, Emiliano Cancellieri, Romuald Houdré, Elisabeth Giacobino, Roberto Cingolani, Alberto Bramati, Giuseppe Gigli, and Daniele Sanvitto. All-optical polariton transistor. *Nature communications*, 4:1778, 2013.
- [34] Gregory H. Wannier. The structure of electronic excitation levels in insulating crystals. *Phys. Rev.*, 52:191–197, Aug 1937.
- [35] J. Frenkel. On the transformation of light into heat in solids. ii. *Phys. Rev.*, 37:1276–1294, May 1931.
- [36] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, and L. Esaki. Exciton binding energy in quantum wells. *Phys. Rev. B*, 26:1974–1979, Aug 1982.
- [37] Claude Weisbuch and Borge Vinter. *Quantum semiconductor structures*. Harcourt Brace Jovanovich, 1991.

- [38] Alexey Kavokin, Jeremy J Baumberg, Guillaume Malpuech, and Fabrice P Laussy. *Microcavities*. Oxford University Press, 2007.
- [39] Jonathan Keeling, PR Eastham, MH Szymanska, and PB Littlewood. Polariton condensation with localized excitons and propagating photons. *Physical review letters*, 93(22):226403, 2004.
- [40] Edward M Purcell. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Physical Review*, 69:681, 1946.
- [41] V. Savona, L.C. Andreani, P. Schwendimann, and A. Quattropani. Quantum well excitons in semiconductor microcavities: Unified treatment of weak and strong coupling regimes. *Solid State Communications*, 93(9):733 – 739, 1995.
- [42] H Haug and S.W. Koch. *Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors*. World Scientific Publishing Company, 2004.
- [43] Pavlos G. Savvidis. Polariton dynamics in semiconductor microcavities. *PhD Thesis*, Sept 2001.
- [44] H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, D. S. Durfee, S. Inouye, and W. Ketterle. Bosonic stimulation in the formation of a bose-einstein condensate. *Science*, 279(5353):1005–1007, 1998.
- [45] Vincenzo Savona and Davide Sarchi. Bose-einstein condensation of microcavity polaritons. *physica status solidi (b)*, 242(11):2290–2301, 2005.
- [46] A. Griffin, D.W. Snoke, and S. Stringari. *Bose-Einstein Condensation*. Cambridge University Press, 1996.
- [47] Anthony J. Leggett. Bose-einstein condensation in the alkali gases: Some fundamental concepts. *Rev. Mod. Phys.*, 73:307–356, Apr 2001.
- [48] J M Kosterlitz and D J Thouless. Long range order and metastability in two dimensional solids and superfluids. (application of dislocation theory). *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 5(11):L124, 1972.
- [49] J M Kosterlitz and D J Thouless. Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 6(7):1181, 1973.

- [50] Wolfgang Ketterle and N. J. van Druten. Bose-einstein condensation of a finite number of particles trapped in one or three dimensions. *Phys. Rev. A*, 54:656–660, Jul 1996.
- [51] S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla, and D. A. B. Miller. Theory of transient excitonic optical nonlinearities in semiconductor quantum-well structures. *Phys. Rev. B*, 32:6601–6609, Nov 1985.
- [52] S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla, and D. A. B. Miller. Linear and nonlinear optical properties of semiconductor quantum wells. *Advances in Physics*, 38:89–188, March-April 1985.
- [53] Daming Huang, Jen-Inn Chyi, and Hadis Morkoç. Carrier effects on the excitonic absorption in GaAs quantum-well structures: Phase-space filling. *Phys. Rev. B*, 42:5147–5153, Sep 1990.
- [54] Hui Deng, Hartmut Haug, and Yoshihisa Yamamoto. Exciton-polariton Bose-Einstein condensation. *Rev. Mod. Phys.*, 82:1489–1537, May 2010.
- [55] G Tosi, G Christmann, N G Berloff, P Tsotsis, T Gao, Z Hatzopoulos, P G Savvidis, and J J Baumberg. Geometrically locked vortex lattices in semiconductor quantum fluids. *Nature communications*, 3(May):1243, 2012.
- [56] C. J. Pethick and H. Smith. Bose-einstein condensation in dilute gases. 2008.
- [57] R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke, L. Pfeiffer, and K. West. Bose-einstein condensation of microcavity polaritons in a trap. *Science*, 316(5827):1007–1010, 2007.
- [58] CW Lai, NY Kim, S Utsunomiya, G Roumpos, H Deng, MD Fraser, T Byrnes, P Recher, N Kumada, T Fujisawa, et al. Coherent zero-state and π -state in an exciton-polariton condensate array. *Nature*, 450(7169):529–532, 2007.
- [59] Daniele Bajoni, Pascale Senellart, Aristide Lemaître, and Jacqueline Bloch. Photon lasing in GaAs microcavity: Similarities with a polariton condensate. *Phys. Rev. B*, 76:201305, Nov 2007.
- [60] Fabrice P. Laussy, G. Malpuech, A. Kavokin, and P. Bigenwald. Spontaneous coherence buildup in a polariton laser. *Phys. Rev. Lett.*, 93:016402, Jun 2004.

- [61] I. A. Shelykh, Yuri G. Rubo, G. Malpuech, D. D. Solnyshkov, and A. Kavokin. Polarization and propagation of polariton condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 97:066402, Aug 2006.
- [62] Jonathan Keeling and Natalia G. Berloff. Spontaneous rotating vortex lattices in a pumped decaying condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 100:250401, Jun 2008.
- [63] D. Read, T. C. H. Liew, Yuri G. Rubo, and A. V. Kavokin. Stochastic polarization formation in exciton-polariton bose-einstein condensates. *Phys. Rev. B*, 80:195309, Nov 2009.
- [64] J. J. Baumberg, A. V. Kavokin, S. Christopoulos, A. J. D. Grundy, R. Butté, G. Christmann, D. D. Solnyshkov, G. Malpuech, G. Baldassarri Höger von Högersthal, E. Feltin, J.-F. Carlin, and N. Grandjean. Spontaneous polarization buildup in a room-temperature polariton laser. *Phys. Rev. Lett.*, 101:136409, Sep 2008.
- [65] Alexey Kavokin, Guillaume Malpuech, and Fabrice P Laussy. Polariton laser and polariton superfluidity in microcavities. *Physics Letters A*, 306(4):187–199, 2003.
- [66] Iacopo Carusotto and Cristiano Ciuti. Probing microcavity polariton superfluidity through resonant rayleigh scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 93:166401, Oct 2004.
- [67] M D Fraser, G Roumpos, and Y Yamamoto. Vortex-antivortex pair dynamics in an exciton-polariton condensate. *New Journal of Physics*, 11(11):113048, 2009.
- [68] Michiel Wouters and Iacopo Carusotto. Excitations in a nonequilibrium bose-einstein condensate of exciton polaritons. *Phys. Rev. Lett.*, 99:140402, Oct 2007.
- [69] Esther Wertz, Lydie Ferrier, Dmitry D. Solnyshkov, Pascale Senellart, Daniele Bajoni, Audrey Miard, Aristide Lemaître, Guillaume Malpuech, and Jacqueline Bloch. Spontaneous formation of a polariton condensate in a planar gas microcavity. *Applied Physics Letters*, 95(5):–, 2009.
- [70] Maxime Richard, Jacek Kasprzak, Robert Romestain, Régis André, and Le Si Dang. Spontaneous coherent phase transition of polaritons in cdte microcavities. *Phys. Rev. Lett.*, 94:187401, May 2005.
- [71] K S Daskalakis, S A Maier, R Murray, and S Kéna-Cohen. Nonlinear interactions in an organic polariton condensate. *Nature materials*, 13(3):271–8, 2014.

- [72] Lydie Ferrier, Esther Wertz, Robert Johne, Dmitry D. Solnyshkov, Pascale Senellart, Isabelle Sagnes, Aristide Lemaître, Guillaume Malpuech, and Jacqueline Bloch. Interactions in confined polariton condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 106:126401, Mar 2011.
- [73] C Sturm, D Tanese, H S Nguyen, H Flayac, E Galopin, a Lemaître, I Sagnes, D Solnyshkov, a Amo, G Malpuech, and et al. All-optical phase modulation in a cavity-polariton mach-zehnder interferometer. *Nature communications*, 5(May 2013):3278, 2014.
- [74] Daniele Bajoni, Pascale Senellart, Esther Wertz, Isabelle Sagnes, Audrey Miard, Aristide Lemaître, and Jacqueline Bloch. Polariton laser using single micropillar GaAs-GaAlAs semiconductor cavities. *Phys. Rev. Lett.*, 100:047401, Jan 2008.
- [75] P. Cristofolini, A. Dreismann, G. Christmann, G. Franchetti, N. G. Berloff, P. Tsotsis, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, and J. J. Baumberg. Optical superfluid phase transitions and trapping of polariton condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 110:186403, May 2013.
- [76] Peter Cristofolini. Optical control of polariton condensation. *PhD Thesis*, Sept 2014.
- [77] R. Huang, Y. Yamamoto, R. André, J. Bleuse, M. Muller, and H. Ulmer-Tuffigo. Exciton-polariton lasing and amplification based on exciton-exciton scattering in cdte microcavity quantum wells. *Phys. Rev. B*, 65:165314, Apr 2002.
- [78] K. S. Daskalakis, P. S. Eldridge, G. Christmann, E. Trichas, R. Murray, E. Iliopoulos, E. Monroy, N. T. Pelekanos, J. J. Baumberg, and P. G. Savvidis. All-dielectric gan microcavity: Strong coupling and lasing at room temperature. *Applied Physics Letters*, 102(10):–, 2013.
- [79] Gabriel Christmann, Raphaël Butté, Eric Feltin, Jean-Francois Carlin, and Nicolas Grandjean. Room temperature polariton lasing in a gan/algan multiple quantum well microcavity. *Applied Physics Letters*, 93(5):051102–051102, 2008.
- [80] Le Si Dang, D. Heger, R. André, F. Bœuf, and R. Romestain. Stimulation of polariton photoluminescence in semiconductor microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 81:3920–3923, Nov 1998.

- [81] C. Ciuti, P. Schwendimann, B. Deveaud, and A. Quattropani. Theory of the angle-resonant polariton amplifier. *Phys. Rev. B*, 62:R4825–R4828, Aug 2000.
- [82] M Saba, C Ciuti, J Bloch, V Thierry-Mieg, R André, le S Dang, S Kundermann, A Mura, G Bongiovanni, J L Staehli, and et al. High-temperature ultrafast polariton parametric amplification in semiconductor microcavities. *Nature*, 414(6865):731–735, 2001.
- [83] Hui Deng, David Press, Stephan Götzinger, Glenn S. Solomon, Rudolf Hey, Klaus H. Ploog, and Yoshihisa Yamamoto. Quantum degenerate exciton-polaritons in thermal equilibrium. *Phys. Rev. Lett.*, 97:146402, Oct 2006.
- [84] J. J. Baumberg, A. V. Kavokin, S. Christopoulos, A. J. D. Grundy, R. Butté, G. Christmann, D. D. Solnyshkov, G. Malpuech, G. Baldassarri Höger von Högersthal, E. Feltin, J.-F. Carlin, and N. Grandjean. Spontaneous polarization buildup in a room-temperature polariton laser. *Phys. Rev. Lett.*, 101:136409, Sep 2008.
- [85] Guillaume Malpuech, Aldo Di Carlo, Alexey Kavokin, Jeremy J. Baumberg, Marian Zamfirescu, and Paolo Lugli. Room-temperature polariton lasers based on gan microcavities. *Applied Physics Letters*, 81(3):412–414, 2002.
- [86] A. A. Khalifa, A. P. D. Love, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts. Electroluminescence emission from polariton states in gaas-based semiconductor microcavities. *Applied Physics Letters*, 92(6):–, 2008.
- [87] Daniele Bajoni, Elizaveta Semenova, Aristide Lemaître, Sophie Bouchoule, Esther Wertz, Pascale Senellart, and Jacqueline Bloch. Polariton light-emitting diode in a gaas-based microcavity. *Phys. Rev. B*, 77:113303, Mar 2008.
- [88] S. I. Tsintzos, P. G. Savvidis, G. Deligeorgis, Z. Hatzopoulos, and N. T. Pelekanos. Room temperature gaas exciton-polariton light emitting diode. *Applied Physics Letters*, 94(7):–, 2009.
- [89] T. K. Paraiso, D. Sarchi, G. Nardin, R. Cerna, Y. Leger, B. Pietka, M. Richard, O. El Daïf, F. Morier-Genoud, V. Savona, and B. Deveaud-Plédran. Enhancement of microcavity polariton relaxation under confinement. *Phys. Rev. B*, 79:045319, Jan 2009.

- [90] F. Boeuf, R. André, R. Romestain, Le Si Dang, E. Péronne, J. F. Lampin, D. Hulin, and A. Alexandrou. Evidence of polariton stimulation in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. B*, 62:R2279–R2282, Jul 2000.
- [91] M. Maragkou, A. J. D. Grundy, T. Ostatnický, and P. G. Lagoudakis. Longitudinal optical phonon assisted polariton laser. *Applied Physics Letters*, 97(11):–, 2010.
- [92] Symeon Tsintzos. Vertical polariton light emitting devices. *PhD Thesis*, Dec 2010.
- [93] J. Kasprzak, D. D. Solnyshkov, R. André, Le Si Dang, and G. Malpuech. Formation of an exciton polariton condensate: Thermodynamic versus kinetic regimes. *Phys. Rev. Lett.*, 101:146404, Oct 2008.
- [94] Jacques Levrat, Raphaël Butté, Eric Feltin, Jean-Fran çois Carlin, Nicolas Grandjean, Dmitry Solnyshkov, and Guillaume Malpuech. Condensation phase diagram of cavity polaritons in gan-based microcavities: Experiment and theory. *Phys. Rev. B*, 81:125305, Mar 2010.
- [95] R. Butté, G. Delalleau, A. I. Tartakovskii, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, J. J. Baumberg, G. Malpuech, A. Di Carlo, A. V. Kavokin, and J. S. Roberts. Transition from strong to weak coupling and the onset of lasing in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. B*, 65:205310, Apr 2002.
- [96] Stefano Azzini, Dario Gerace, Matteo Galli, Isabelle Sagnes, Rémy Braive, Aristide Lemaître, Jacqueline Bloch, and D. Bajoni. Ultra-low threshold polariton lasing in photonic crystal cavities. *Applied Physics Letters*, 99(11):–, 2011.
- [97] P. L. Gourley, S. K. Lyo, T. M. Brennan, B. E. Hammons, C. F. Schaus, and S. Sun. Lasing threshold in quantum well surface emitting lasers: Many-body effects and temperature dependence. *Applied Physics Letters*, 55(26):2698–2700, 1989.
- [98] Akihisa Tomita and A Suzuki. Carrier-induced lasing wavelength shift for quantum well laser diodes. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 23(7):1155–1159, Jul 1987.

- [99] W. T. Masselink, P. J. Pearah, J. Klem, C. K. Peng, H. Morkoç, G. D. Sanders, and Yia-Chung Chang. Absorption coefficients and exciton oscillator strengths in algaas-gaas superlattices. *Phys. Rev. B*, 32:8027–8034, Dec 1985.
- [100] J.-K. Rhee, D.S. Citrin, T.B. Norris, Y. Arakawa, and M. Nishioka. Femtosecond dynamics of semiconductor-microcavity polaritons in the nonlinear regime. *Solid State Communications*, 97(11):941 – 946, 1996.
- [101] D. Gammon, S. Rudin, T. L. Reinecke, D. S. Katzer, and C. S. Kyono. Phonon broadening of excitons in gaas/al_xga_{1-x}as quantum wells. *Phys. Rev. B*, 51:16785–16789, Jun 1995.
- [102] C. Ciuti, V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani, and P. Schwendimann. Threshold behavior in the collision broadening of microcavity polaritons. *Phys. Rev. B*, 58:R10123–R10126, Oct 1998.
- [103] J. Feldmann, G. Peter, E. O. Göbel, P. Dawson, K. Moore, C. Foxon, and R. J. Elliott. Linewidth dependence of radiative exciton lifetimes in quantum wells. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2337–2340, Nov 1987.
- [104] M. Gurioli, A. Vinattieri, M. Colocci, C. Deparis, J. Massies, G. Neu, A. Bosacchi, and S. Franchi. Temperature dependence of the radiative and nonradiative recombination time in gaas/al_xga_{1-x}as quantum-well structures. *Phys. Rev. B*, 44:3115–3124, Aug 1991.
- [105] Vincenzo Savona, Carlo Piermarocchi, Antonio Quattropani, Paolo Schwendimann, and Francesco Tassone. Optical properties of microcavity polaritons. *Phase Transitions*, 68(1):169–279, 1999.
- [106] G Malpuech, Y G Rubo, F P Laussy, P Bigenwald, and A V Kavokin. Polariton laser: thermodynamics and quantum kinetic theory. *Semiconductor Science and Technology*, 18(10):S395, 2003.
- [107] W. W. Chow and S. W. Koch. Semiconductor laser fundamentals. 1999.
- [108] T. Guillet, C. Brimont, P. Valvin, B. Gil, T. Bretagnon, F. Médard, M. Mihailovic, J. Zúñiga Pérez, M. Leroux, F. Semond, and S. Bouchoule. Laser emission with excitonic gain in a zno planar microcavity. *Applied Physics Letters*, 98(21):–, 2011.

- [109] E. Kammann, H. Ohadi, M. Maragkou, A. V. Kavokin, and P. G. Lagoudakis. Crossover from exciton-polariton to photon bose-einstein condensation. *ArXiv e-prints*, mar 2011.
- [110] N. Somaschi, L. Mouchliadis, D. Coles, I. E. Perakis, D. G. Lidzey, P. G. Lagoudakis, and P. G. Savvidis. Ultrafast polariton population build-up mediated by molecular phonons in organic microcavities. *Applied Physics Letters*, 99(14):–, 2011.
- [111] H. S. Nguyen, D. Vishnevsky, C. Sturm, D. Tanese, D. Solnyshkov, E. Galopin, A. Lemaître, I. Sagnes, A. Amo, G. Malpuech, and J. Bloch. Realization of a double-barrier resonant tunneling diode for cavity polaritons. *Phys. Rev. Lett.*, 110:236601, Jun 2013.
- [112] T. Espinosa-Ortega and T. C. H. Liew. Complete architecture of integrated photonic circuits based on and and not logic gates of exciton polaritons in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. B*, 87:195305, May 2013.
- [113] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, and L. Esaki. Variational calculations on a quantum well in an electric field. *Phys. Rev. B*, 28:3241–3245, Sep 1983.
- [114] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus. Band-edge electroabsorption in quantum well structures: The quantum-confined stark effect. *Phys. Rev. Lett.*, 53:2173–2176, Nov 1984.
- [115] R. Ferreira and G. Bastard. Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures. *Phys. Rev. B*, 40:1074–1086, Jul 1989.
- [116] S. Khan-ngern and I.A. Larkin. Phonon-assisted tunnelling in double quantum well structures. *Physics Letters A*, 266(2?3):209 – 215, 2000.
- [117] Stefan Odermatt, Mathieu Luisier, and Bernd Witzigmann. Bandstructure calculation using the $k \cdot p$ method for arbitrary potentials with open boundary conditions. *Journal of Applied Physics*, 97(4):–, 2005.

- [118] Markus Karner, Andreas Gehring, and Hans Kosina. Efficient calculation of lifetime based direct tunneling through stacked dielectrics. *Journal of Computational Electronics*, 5(2-3):161–165, 2006.
- [119] D. S. Citrin. Radiative lifetimes of excitons in quantum wells: Localization and phase-coherence effects. *Phys. Rev. B*, 47:3832–3841, Feb 1993.
- [120] C. Antón, T. C. H. Liew, G. Tosi, M. D. Martín, T. Gao, Z. Hatzopoulos, P. S. Eldridge, P. G. Savvidis, and L. Viña. Dynamics of a polariton condensate transistor switch. *Applied Physics Letters*, 101(26):–, 2012.
- [121] C. Antón, T. C. H. Liew, J. Cuadra, M. D. Martín, P. S. Eldridge, Z. Hatzopoulos, G. Stavrinidis, P. G. Savvidis, and L. Viña. Quantum reflections and shunting of polariton condensate wave trains: Implementation of a logic and gate. *Phys. Rev. B*, 88:245307, Dec 2013.
- [122] D. Sanvitto and V. Timofeev. *Exciton Polaritons in Microcavities*. Springer, 2012.
- [123] R. P. Schneider and J. A. Lott. Cavity design for improved electrical injection in InGaP/AlGaAs visible (639-661 nm) vertical-cavity surface-emitting laser diodes. *Applied Physics Letters*, 63(7), 1993.
- [124] K. Tai, L. Yang, Y.H. Wang, J.D. Wynn, and A.Y. Cho. Drastic reduction of series resistance in doped semiconductor distributed Bragg reflectors for surface emitting lasers. *Applied Physics Letters*, 56(25):2496–2498, Jun 1990.
- [125] M. Hong, J.P. Mannaerts, J.M. Hong, R.J. Fischer, K. Tai, J. Kwo, J.M. Vandenberg, Y.H. Wang, and J. Gamelin. A simple way to reduce series resistance in p-doped semiconductor distributed Bragg reflectors. *Journal of Crystal Growth*, 111(1?4):1071 – 1075, 1991.
- [126] M.G. Peters, B.J. Thibeault, D.B. Young, J.W. Scott, F.H. Peters, A.C. Gossard, and L.A. Coldren. Band-gap engineered digital alloy interfaces for lower resistance vertical cavity surface emitting lasers. *Applied Physics Letters*, 63(25):3411–3413, Dec 1993.
- [127] P. K. Basu. *Theory of Optical Processes in Semiconductors*. Clarendon Press, Oxford, 1997.

- [128] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus. Band-edge electroabsorption in quantum well structures: The quantum-confined stark effect. *Phys. Rev. Lett.*, 53:2173–2176, Nov 1984.