



Πανεπιστήμιο Κρήτης

Τμήμα Φυσικής

Μεταπτυχιακή Εργασία

Τίτλος

**«Πολαριτονικό Λείζερ με πολύ χαμηλό κατώφλι  
λειτουργίας»**

Τσώτσης Παναγιώτης

Ιανουάριος 2011



Τριμελής Επιτροπή :

Z. Χατζόπουλος

Π. Σαββίδης

N. Πελεκάνος

# Περιεχόμενα

Εισαγωγή.....	4
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 Θεωρία του Πειράματος .....	8
1.1 Εξιτόνια .....	8
1.2 Εξιτόνια σε Κβαντικά Πηγάδια.....	11
1.3 Αλληλεπίδραση ύλης φωτός: χρυσός κανόνας Fermi.....	13
1.4 Ζεύξη με διακριτή κατάσταση: Ταλαντώσεις Rabi .....	15
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 Εισαγωγή στα Πολαριτόνια.....	17
2.1 Μικροκοιλότητες (MicroCavities MC).....	17
2.2 Διασπορά φωτονίων στις μικροκοιλότητες.....	20
2.4 Πολαριτόνια στις μικροκοιλότητες.....	26
2.5 Μηχανισμοί χαλάρωσης στις μικροκοιλότητες .....	34
2.5.1 Φωνόνια.....	36
2.5.2 Οπτικά Φωνόνια.....	37
2.5.3 Ακουστικά φωνόνια .....	38
2.5.4 Σκέδαση εξιτονίου-εξιτονίου.....	39
2.5.5 Σκέδαση μεταξύ ζεύγους πολαριτονίων.....	40
Κεφάλαιο 3 Λείζερ Πολαριτονίων .....	42
3.1 Σχηματισμός συμπύκνωσης πολαριτονίων.....	42
3.2 Ποιοτικά χαρακτηριστικά των πολαριτονίων .....	42
3.3 Τρόποι Υπερήδησης του Bottleneck.....	45
3.4 Λείζερ Πολαριτονίων χωρίς κατώφλι λειτουργίας .....	46
Κεφάλαιο 4 Χαρακτηριστικά της οπτικής διάταξης του πειράματος .....	49
4.1 Πειραματική Διάταξη Απευθείας Απεικόνισης (Single-shot Dispersion Imaging).....	50
4.2 Περιγραφή της δομής του δείγματος.....	52
Κεφάλαιο 5 Πειραματικά Αποτελέσματα και Σχολιασμός .....	54
5.1 Πολαριτονικό Laser σε χαμηλές θερμοκρασίες (23K).....	54
5.2 Πολαριτονικό laser υψηλότερες θερμοκρασίες .....	59
5.3 Προσδιορισμός και σύγκριση Ισχύος Κατωφλίου.....	62
5.4 Ερμηνεία για την κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης στη θερμοκρασία των 70K.....	66

Βιβλιογραφία..... 73



## Εισαγωγή

Η ανάπτυξη της τεχνολογίας και της φυσικής των ημιαγωγών έχει εξελιχθεί ραγδαία τα τελευταία 50 χρόνια. Όσον αφορά το κομμάτι των οπτοηλεκτρονικών διατάξεων η κατασκευή του πρώτου ημιαγωγικού laser [1] το 1962, σηματοδότησε την τεχνολογική απαρχή μιας εποχής η οποία άλλαξε ριζικά την καθημερινότητάς μας, από τον τομέα των τηλεπικοινωνιών έως αυτόν της αποθήκευσης δεδομένων.

Οι τεχνολογίες ανάπτυξης ημιαγωγικών κρυσταλλικών υλικών, όπως η μέθοδος του MBE και MOCVD, συντέλεσαν στην ελεγχόμενη και ακριβή ανάπτυξη λεπτών στρωμάτων από διαφορετικά ημιαγωγικά υλικά υψηλής ποιότητας και την κατασκευή πιο σύνθετων ημιαγωγικών διατάξεων. Σε τέτοιου είδους δομές, οι φορείς είναι εντοπισμένοι στην κατεύθυνση της ανάπτυξης, έχοντας σαν αποτέλεσμα τη μείωση του αριθμού των ηλεκτρονικών καταστάσεων και το χαμηλότερο ρεύμα κατωφλίου σε laser κβαντικών πηγαδιών. Έτσι, το 1979 το πρώτο laser κάθετης εκπομπής (VCSEL) έγινε πραγματικότητα, χρησιμοποιώντας κάτοπτρα Bragg για το σχηματισμό της κοιλότητας [2].

Τις τελευταίες δεκαετίες, η ερευνητική δραστηριότητα στους ημιαγωγούς εστιάστηκε στην ανάδειξη της πλούσιας φυσικής που προκύπτει είτε από τον εντοπισμό των φορέων σε ετεροδομές όπως τα κβαντικά πηγάδια, τα κβαντικά νήματα και οι κβαντικές τελείες[3,4], είτε σε αυτές που προκύπτουν από τον εντοπισμό της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε διαφόρων τύπων κοιλότητες. Και οι δύο ερευνητικές κατευθύνσεις ανέδειξαν ενδιαφέροντα φαινόμενα, αφού το φαινόμενο του εντοπισμού διαμορφώνει ισχυρά τις ιδιότητες του αρχικού συστήματος. Τελικά, τα δύο πεδία

συγχωνεύθηκαν με το σχεδιασμό δομών μικρών διαστάσεων, αποτελούμενες από μικροκοιλότητες στις οποίες κβαντικά πηγάδια τοποθετούνται κατάλληλα, ώστε να επιτυγχάνεται η μέγιστη ζεύξη με τον φωτονικό ρυθμό. Ο προσεχτικός σχεδιασμός αυτών των δομών αυξάνει τη σύζευξη μεταξύ φωτονίων και εξιτονίων και οδηγεί το σύστημα σε λειτουργία στην περιοχή της ισχυρής σύζευξης[5]. Η ανάμειξη των κυματοσυναρτήσεων εξιτονίου και φωτονίου έχουν σαν αποτέλεσμα το σχηματισμό ενός νέου ψευδο-σωματιδίου, που ονομάζεται πολαριτόνιο[6]. Οι ιδιαιτερότητές τους, βασίζονται στο συνδυασμό των ιδιοτήτων τόσο του εξιτονίου όσο και του φωτονίου, οι οποίες τους προσδίδουν πολύ μικρή ενεργό μάζα, ισχυρές ενδοσωματιδιακές αλληλεπιδράσεις και μποζονικό χαρακτήρα.

Από τότε που παρατηρήθηκαν για πρώτη φορά, τα πολαριτόνια βρίσκονται στο επίκεντρο της ερευνητικής δραστηριότητας και ιδιαίτερα μετά τη δημοσίευση των Imamoglu et al. οι οποίοι πρότειναν την πιθανότητα παρατήρησης μη γραμμικών φαινομένων όπως το lasing και η συμπύκνωση[7]. Ο αρχικός προβληματισμός της ερευνητικής κοινότητας μετατράπηκε σε ενθουσιασμό όταν οι Savvidis et al. το 2000, [8] κατέδειξαν παραμετρική ενίσχυση πολαριτονίων μέσω εξαναγκασμένης σκέδασης πολαριτονίων, επιβεβαιώνοντας τη μποζονική φύση τους. Από τότε, η έρευνα σε πολαριτονικές μικροκοιλότητες έχει εξελιχθεί γύρω από δύο κύριους άξονες: την ανάπτυξη διατάξεων laser χαμηλού κατωφλίου και την εξερεύνηση βασικών εξωτικών κβαντικών φαινομένων όπως η συμπύκνωση Bose-Einstein (BEC), η υπερρευστότητα και τα vortices.

Η ανάδειξη της μποζονικής φύσης των πολαριτονίων σε μικρές συγκεντρώσεις, αυτομάτως τα κατέστησε υποψηφίους για την παρατήρηση BEC [9,10]. Αυτή η μετάβαση φάσης (phase transition), επιτρέπει την αυθόρμητη κατάληψη μιας κβαντικής κατάστασης



από ένα μεγάλο πληθυσμό σωματιδίων, δημιουργώντας έτσι μια κβαντική κατάσταση η οποία χαρακτηρίζεται μακροσκοπικά από συμφωνία φάσης. Το πλεονέκτημα των πολარიτονίων έναντι άλλων ψευδοσωματιδίων, όπως τα εξιτόνια [11,12], για την παρατήρηση BEC σε συστήματα στερεάς κατάστασης είναι η μικρή ενεργός μάζα τους η οποία θα μπορούσε θεωρητικά να επιτρέψει την BEC ακόμα και σε θερμοκρασία δωματίου.

Οι πρώτες προσπάθειες για την παρατήρηση BEC πολარიτονίων έγιναν πάνω σε GaAs 2D πολარიτονικές δομές και απέβησαν άκαρπες κυρίως λόγω του φαινομένου bottleneck το οποίο εμποδίζει το σχηματισμό συμπυκνώματος στην χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση [13-16]. Αυτό οδήγησε τις προσπάθειες είτε σε άλλα υλικά είτε σε πιο εξεζητημένες μεθόδους χωρικού εντοπισμού των πολარიτονίων. Η χρήση υλικών με μεγαλύτερες ενέργειες δέσμησης εξιτονίου, όπως το CdTe [17] και το GaN [18], οδήγησε στα πρώτα απτά αποτελέσματα. Σε αυτές τις εργασίες, η παρατήρηση συμπύκνωσης πολარიτονίων σε 2D μικροκοιλότητες, που θεωρητικά απαγορεύεται, αποδόθηκε μεταξύ άλλων και στο χωρικό εντοπισμό των πολარიτονίων λόγω της φωτονικής αταξίας των μικροκοιλοτήτων [17,19,20]. Ο απαιτούμενος εντοπισμός για την ύπαρξη συμπυκνώματος ελέγχθηκε επίσης, σχεδιάζοντας μεταβλητές παγίδες δυναμικού [21,22] ή με χάραξη δειγμάτων μικροκοιλοτήτων δημιουργώντας pillars [23,24]. Τέλος, η παρατήρηση της BEC σε μικροκοιλότητες επέτρεψε την ανάδειξη και παρατήρηση άλλων σχετικών φαινομένων όπως το οπτικό φαινόμενο Hall λόγω spin [25], την υπερρευστότητα [26,27] και τα vortices [28,29].

Η θεωρητική δουλειά [7,30,31] στο πλαίσιο του laser πολარიτονίων άνοιξε το δρόμο για τους πειραματικούς. Σε αντίθεση με τα συνήθη laser, η αυθόρμητη εκπομπή σύμφωνου φωτός είναι μια ενδογενής ιδιότητα που προκύπτει από τη συμπύκνωση

πολαριτονίων. Καθώς δεν απαιτείται αναστροφή πληθυσμών, η συμπύκνωση πολαριτονίων παρουσιάζει εξαιρετικά χαμηλό κατώφλι λειτουργίας. Από πειραματικής πλευράς μέχρι τώρα, lasing έχει επιτευχθεί μόνο με συντονισμένη οπτική διέγερση πολαριτονικών μικροκοιλοτήτων (resonant excitation) [18,32].

Πέρα από την εξερεύνηση της φυσικής των πολαριτονίων και των κβαντικών ιδιοτήτων τους, ένας σημαντικός στόχος της ερευνητικής κοινότητας του πεδίου είναι η κατασκευή και ανάδειξη ρεαλιστικών πολαριτονικών διατάξεων οι οποίες θα λειτουργούν με ηλεκτρική άντληση. Στα πλαίσια ακριβώς αυτής της προσπάθειας, εντάσσεται και η παρούσα διατριβή. Τα πρώτα βήματα προς την κατεύθυνση αυτή πραγματοποιήθηκαν το 2008 από τρεις ανεξάρτητες ομάδες [33,34,35] οι οποίες κατέδειξαν εκπομπή φωτός προερχόμενο κατευθείαν από πολαριτονικές καταστάσεις με πειράματα ηλεκτροφωταύγειας. Το 2009 πραγματοποιήθηκε για πρώτη φορά πολαριτονικό LED με θερμοκρασία λειτουργίας πάνω από 300K [36]. Αξιοσημείωτο είναι ότι σε όλες αυτές τις εργασίες οι μικροκοιλότητες ήταν βασισμένες στο τεχνολογικά αξιοποιήσιμο σύστημα GaAs. Οι εργασίες αυτές υπήρξαν τα πρώτα ουσιώδη βήματα προς την κατασκευή πραγματικών πολαριτονικών διατάξεων και εγκαινίασαν ένα καινούργιο κλάδο στην φυσική των ημιαγωγικών μικροκοιλοτήτων με το όνομα polaritronics [37].

Σε αυτή την εργασία παρουσιάζονται οι συνθήκες κάτω από τις οποίες δημιουργούνται τα πολαριτόνια στις μικροκοιλότητες καθώς και τεχνικές για την πραγματοποίηση πολαριτονικού Laser σε συνθήκες άντλησης όσο το δυνατόν πλησιέστερα στην ηλεκτρική. Τέτοιες συνθήκες όπως θα δούμε και στη συνέχεια είναι η μη συντονισμένη (non-resonant) οπτική διέγερση με CW (Continuous Wave) laser . Η επίτευξη δράσης laser από πολαριτονικές καταστάσεις υπό αυτές τις συνθήκες άντλησης μας φέρνουν ένα βήμα πριν την επίτευξη συσκευής πολαριτονικού laser με ηλεκτρική άντληση.

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 Θεωρία του Πειράματος

## 1.1 Εξιτόνια

Η θεμελιώδης κατάσταση ενός ημιαγωγού περιγράφεται από μια πλήρως κατειλημμένη από ηλεκτρόνια ζώνη σθένους και μια άδεια ζώνη αγωγιμότητας. Η ενεργειακή διαφορά μεταξύ των δύο ζωνών ονομάζεται ενεργειακό χάσμα  $E_g$  και διαφέρει ανάλογα με το υλικό. Όταν ένα φωτόνιο με ενέργεια μεγαλύτερη από την ενέργεια χάσματος απορροφηθεί από τον ημιαγωγό, ένα ηλεκτρόνιο από τη ζώνη σθένους μεταφέρεται σε μια από τις άδειες καταστάσεις της ζώνης αγωγιμότητας ενώ αφήνει πίσω του, στη ζώνη σθένους, μια οπή (απουσία ηλεκτρονίου). Ο θεωρητικός προσδιορισμός του συντελεστή απορρόφησης γίνεται σύμφωνα με τη σχέση  $(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$  για έναν τρισδιάστατο ημιαγωγό. Σε πειράματα όμως που έγιναν παρατηρήθηκε μια διαφορετική συμπεριφορά. Η παρατήρηση μιας κορυφής σε ενέργεια μικρότερη από αυτή του χάσματος για έναν ημιαγωγό άμεσου χάσματος, οφείλεται στο σχηματισμό μιας δέσμιας κατάστασης ("σωματιδίου"), το οποίο ονομάζεται εξιτόνιο [38]. Ο σχηματισμός του εξιτονίου οφείλεται στη ελκτική αλληλεπίδραση Coulomb μεταξύ ηλεκτρονίου και οπής, τα οποία φέρουν αντίθετο φορτίο. Η αλληλεπίδραση Coulomb προϊόν της οποίας είναι η δέσμια κατάσταση ηλεκτρονίου και οπής, έχει τα χαρακτηριστικά της αλληλεπίδρασης Coulomb όπως και στο άτομο του υδρογόνου.

Έτσι μια απλοϊκή εικόνα του εξιτονίου είναι ένα υδρογονοειδές άτομο που αποτελείται από αλληλεπίδραση ενός ηλεκτρονίου και μίας οπής μέσα σε ένα διηλεκτρικό μέσο το οποίο αποτελεί τον ημιαγωγό. Κατά την δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίου-οπής στον ημιαγωγό η Χαμιλτονιανή γίνεται

$$H_{exciton} = K_e + K_h + V_{e-h} \quad (1.1)$$

όπου  $K_e = \frac{p_e^2}{2m_c^*}$  και  $K_h = \frac{p_h^2}{2m_u^*}$  είναι οι κινητικές ενέργειες

και  $V_{e-h} = -\frac{e^2}{\epsilon|r_e-r_h|}$  η αλληλεπίδραση Coulomb μεταξύ ηλεκτρονίου-οπής.

Η εξίσωση του Schrodinger για το απομονωμένο ζεύγος ηλεκτρονίου-οπής μπορεί να γραφτεί ως:

$$\left[ \frac{p_e^2}{2m_c^*} + \frac{p_h^2}{2m_u^*} - \frac{e^2}{\epsilon|r_e-r_h|} \right] \psi(r_e, r_h) = (E - E_g) \psi(r_e, r_h) \quad (1.2)$$

Οι ιδιοκαταστάσεις του συστήματος είναι εύκολο να εξαχθούν από την παραπάνω εξίσωση, η οποία περιέχει και την κατάσταση του εξιτονίου. Η διέγερση διαδίδεται στον ημιαγωγό σαν κύμα με ορμή  $K$  και η συνολική κυματοσυνάρτηση του εξιτονίου μπορεί να γραφτεί ως:

$$\Psi(r, R) = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} e^{(iK \cdot R) \varphi(r)} \quad (1.3)$$

όπου  $\Omega$  είναι ο όγκος του κρυστάλλου. Το  $\varphi(r)$  είναι η υδρογονοειδής κυματοσυνάρτηση του εξιτονίου και η ενέργεια του δίνεται από:

$$E_K = E_g + \frac{K^2}{2(m_c^* + m_u^*)} - \frac{\mu e^4}{2\epsilon^2 h^2} \frac{1}{n^2} \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (1.4)$$

Ο όρος της κινητικής ενέργειας περιέχει το τετράγωνο, το οποίο δίνει παραβολικό χαρακτήρα στη διασπορά του εξιτονίου με ενεργό μάζα

$$M_{eff} = m_c^* + m_u^*. \quad (1.5)$$

Η κυματοσυνάρτηση της θεμελιώδους κατάστασης είναι η κυματοσυνάρτηση της 1S υδρογονοειδούς κατάστασης και δίνεται από:

$$\Phi(r) = \frac{1}{[\pi(a_0^{ex})^3]^{\frac{1}{2}}} e^{\frac{-r}{a_0^{ex}}} \quad (1.6)$$

όπου  $a_0^{ex}$  είναι η εξιτονική ακτίνα του Bohr που δίνεται από:

$$a_0^{ex} = \frac{h^2 \epsilon}{\mu e^2}. \quad (1.7)$$

Υπάρχουν δύο ειδών εξιτόνια. Τα Frenkel και τα Wannier-Mott εξιτόνια. Οι δύο τύποι εξιτονίων αναπαριστούν δύο διαφορετικά θεωρητικά μοντέλα για το ίδιο αντικείμενο.

Τα εξιτόνια Frenkel προέρχονται από διεγερμένες καταστάσεις των μορίων που αλληλεπιδρούν με το δυναμικό του κρυστάλλου. Η αλληλεπίδραση μεταξύ ηλεκτρονίου και οπής σε αυτή την κατάσταση είναι ισχυρότερη από την διαμοριακή σύζευξη έτσι ώστε το δυναμικό του κρυστάλλου να μπορεί να θεωρηθεί ως διαταραχή σε αντιστοιχία με την αλληλεπίδραση Coulomb κατά τη δημιουργία του εξιτονίου. Για τον λόγο αυτό τα εξιτόνια Frenkel δεν προσαρτώνται στις ενεργειακές ζώνες του κρυστάλλου αλλά δημιουργούν μόνα τους εξιτονικές ενεργειακές ζώνες σε ένα κρύσταλλο. Η τυπική ενέργεια σύνδεσης τους, είναι της τάξης των μερικών εκατοντάδων meV, ενώ η ακτίνα τους είναι η τυπική ακτίνα του Bohr (μερικά Angstroms). Αυτού του είδους τα εξιτόνια είναι υπεύθυνα για τις οπτικές ιδιότητες σε οργανικά υλικά. Τέλος έχουν τεράστιο oscillator strength(θα οριστεί παρακάτω) αλλά πολύ μικρό μέγεθος, το οποίο τα καθιστά ακατάλληλα για συμπύκνωση Bose.

Από την άλλη μεριά τα Wannier-Mott εξιτόνια δημιουργούνται στους ανόργανους ημιαγωγίμους κρυστάλλους όπου η αλληλεπίδραση μεταξύ ατόμων είναι ισχυρότερη από την αλληλεπίδραση Coulomb ηλεκτρονίων και οπών. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, για αυτού του είδους τα εξιτόνια, να μπορούμε να θεωρήσουμε την αλληλεπίδραση Coulomb ως διαταραχή. Έτσι τα Wannier-Mott εξιτόνια δημιουργούν διακριτό υδρογονοειδές ενεργειακό φάσμα στην άκρη της ζώνης του ημιαγωγού. Η ενέργεια σύνδεσής τους κυμαίνεται από μερικά meV έως μερικές δεκάδες meV ανάλογα με το υλικό. Γενικότερα η ενέργεια σύνδεσης είναι μεγαλύτερη σε ημιαγωγούς με μεγάλο ενεργειακό χάσμα. Μια από τις μεγαλύτερες δυσκολίες για τη δημιουργία οπτικών συσκευών με τη χρήση εξιτονίων έγκειται στο γεγονός ότι τα εξιτόνια διασπώνται στη θερμοκρασία δωματίου. Η ακτίνα τους κυμαίνεται από μερικές δεκάδες έως μερικές εκατοντάδες Angstroms.

Η αλληλεπίδραση διπόλου-διπόλου μεταξύ αυτών των εξιτονίων είναι αρκετά ισχυρή και επιτρέπει τη συμπύκνωση Bose

κάτω από ορισμένες συνθήκες. Για έναν τυπικό ημιαγωγό όπως GaAs η εξιτονική ακτίνα είναι κατά προσέγγιση  $\sim 150 \text{ \AA}$  και η αντίστοιχη ενέργεια σύνδεσης  $E_B \sim 1.5 \text{ meV}$ . Αυτή η ενέργεια σύνδεσης είναι συγκρίσιμη με την τυπική ενέργεια φωνονίου σε θερμοκρασία δωματίου, η οποία είναι περίπου  $\sim 25 \text{ meV}$  και το οποίο μας δείχνει ότι για να παρατηρήσουμε τα εξιτόνια και τις ιδιότητες τους σε θερμοκρασία δωματίου πρέπει οι διάφορες κατασκευές και υλικά να επιτρέπουν μεγαλύτερες ενέργειες σύνδεσης.

Εμείς στην παρούσα εργασία θα ασχοληθούμε με Wannier-Mott εξιτόνια, μιας και οι δομές που θα μελετήσουμε συνθέτονται από ανόργανα υλικά και πιο συγκεκριμένα από GaAs και AlGaAs.

## 1.2 Εξιτόνια σε Κβαντικά Πηγάδια

Τα τελευταία χρόνια, με τον ολοένα και μεγαλύτερο έλεγχο της ανάπτυξης ημιαγωγίων υλικών με τεχνικές όπως την μοριακή επίταξη (MBE), είναι δυνατή η κατασκευή νέων ετεροδομών με ατομική ακρίβεια. Σε αυτές τις δομές, οι κυματοσυναρτήσεις των ηλεκτρονίων και των οπών μπορούν εύκολα να ελέγχονται. Για παράδειγμα, σχεδιάζονται κβαντικά πηγάδια τοποθετώντας ένα λεπτό στρώμα ενός ημιαγωγού με μικρότερο χάσμα ανάμεσα σε στρώματα ημιαγωγού με μεγαλύτερο χάσμα.

Με τον χωρικό εντοπισμό του εξιτονίου, που δημιουργείται λόγω των κβαντικών πηγαδιών, η ενέργεια κατά μήκος της ανάπτυξης παίρνει διακριτές τιμές με αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια και οι οπές να καταλαμβάνουν μόνο συγκεκριμένες ενεργειακές καταστάσεις (κβάντωση της ενέργειας). Η κβάντωση της ενέργειας κατά μήκος του άξονα  $z$ , η κύρια ιδιότητα του χωρικού εντοπισμού που εφαρμόζουμε με τα κβαντικά πηγάδια, είναι στην ουσία μια αλλαγή στην πυκνότητα καταστάσεων [39]. Καθώς λοιπόν η κίνηση κατά τον άξονα  $z$  είναι κβαντισμένη, τα ηλεκτρόνια και οι οπές έχουν μόνο δύο βαθμούς ελευθερίας κατά μήκος των αξόνων  $x$  και  $y$ . Για ένα απειρόβαθρο πηγάδι η πυκνότητα καταστάσεων δίνεται από:

$$\rho_{2D}(E)dE = \rho_{2D}(k_{\parallel})dk_{\parallel} = 2 \frac{1}{(2\pi)^2} 2\pi k_{\parallel} dk_{\parallel} \quad (1.8)$$

Κάνοντας μια παραβολική προσέγγιση της διασποράς του εξιτονίου

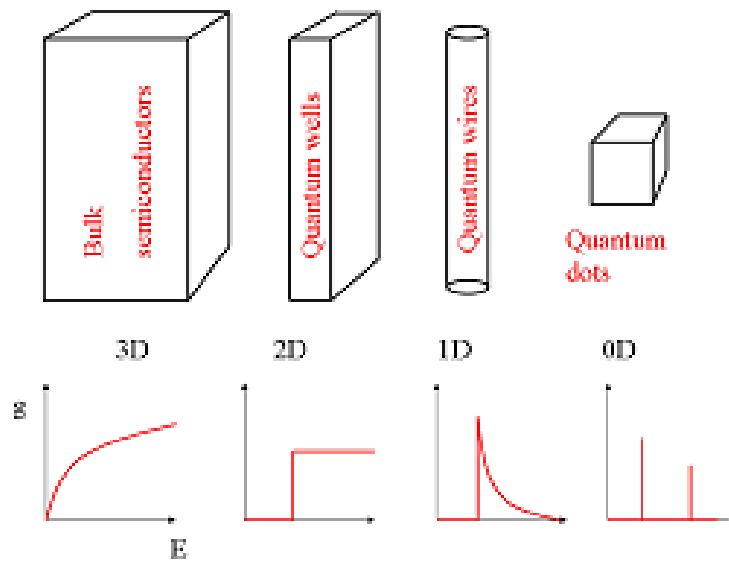
$$E = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} \quad (1.9)$$

παίρνουμε 
$$\rho_{2D} = \frac{m^*}{\pi\hbar^2}. \quad (1.10)$$

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε η πυκνότητα καταστάσεων είναι ανεξάρτητη από την ενέργεια E, σε αντίθεση με την πυκνότητα καταστάσεων στις τρεις διαστάσεις που δίνεται από τη σχέση

$$\rho_{3D} = \frac{\sqrt{2}m^{*3/2}E^{1/2}}{\pi^2\hbar^3} \quad (1.11)$$

από την οποία εύκολα μπορούμε να δούμε την εξάρτηση της από την ενέργεια E.



*Σχήμα 1.1: Γραφικές παραστάσεις της πυκνότητας καταστάσεων συναρτήσει των διαστάσεων του συστήματος*

Η διαφορά αυτή έχει θεμελιώδεις συνέπειες στις ιδιότητες των δισδιάστατων συστημάτων που σημαίνει ότι όλα τα φαινόμενα

παραμένουν μοναδικά σε χαμηλές κινητικές ενέργειες δηλαδή σε χαμηλές θερμοκρασίες, όπως σκέδαση, οπτική απορρόφηση και ενίσχυση.

Επίσης με τον χωρικό εντοπισμό μειώνεται η “μέση” απόσταση που χωρίζει τα ηλεκτρόνια και τις οπές με αποτέλεσμα να αυξάνεται η ελκτική αλληλεπίδραση Coulomb. Αυτό με τη σειρά του οδηγεί στην αύξηση της ενέργειας δέσμωσης του εξιτονίου. Ο υπολογισμός της ενέργειας δέσμωσης του εξιτονίου έγινε πρώτη φορά από τους Shinada και Sugano [40], όπου έδειξαν θεωρητικά ότι αυξάνεται κατά τέσσερις φορές σε σχέση με τα εξιτόνια σε τρεις διαστάσεις.

Η ενέργεια του εξιτονίου δίνεται από τη σχέση :

$$E_{exc} = E_g - \frac{Ry}{(n-1/2)^2} + \frac{\hbar^2 K_{//}^2}{2M_{//}}; \quad n=1,2,3,\dots$$

όπου  $M_{//}$  και  $K_{//}$  είναι η ενεργός μάζα και το κυματόνισμα του κέντρου μάζας του εξιτονίου τα οποία συνδέονται με την κίνησή του στο επίπεδο του πηγαδιού.

Μια τυπική τιμή της ενέργειας σύνδεσης για ένα GaAs κβαντικό πηγάδι πάχους  $50\text{\AA}$  είναι περίπου  $E_B \cong 9\text{ meV}$  και μπορεί να φτάσει μέχρι  $60\text{ meV}$  για κβαντικά πηγάδια ZnO. Αυξάνοντας την ενέργεια σύνδεσης εξιτονίου έχουμε μεγάλη επίδραση στις οπτικές ιδιότητες των κβαντικών πηγαδιών όπου επικρατεί η εξιτονική επίδραση ακόμα και σε θερμοκρασία δωματίου για GaAs κβαντικά πηγάδια.

### 1.3 Αλληλεπίδραση ύλης φωτός: χρυσός κανόνας Fermi

Η γενική περίπτωση αλληλεπίδρασης ύλης και φωτός είναι αυτή κατά την οποία μια διεγερμένη κατάσταση μπορεί να συζευχθεί με ένα πλήθος τελικών καταστάσεων. Θεωρούμε ένα σύστημα δύο



καταστάσεων το οποίο αποτελείται από δύο καταστάσεις, μια διεγερμένη  $|\phi_1\rangle$  και μια θεμελιώδη  $|\phi_0\rangle$  με αντίστοιχες ενέργειες  $E_1$  και  $E_0$  οι οποίες αποτελούν λύσεις της αδιατάραχτης Χαμιλτονιανής  $H_0$ . Η εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου έχει σαν αποτέλεσμα τη ζεύξη των δύο αρχικών καταστάσεων με αυτό, και το νέο σύστημα περιγράφεται πλέον από τη Χαμιλτονιανή :

$$H(t) = H_0 + H_{em}(t) = H_0 + W \sin(\omega t)$$

(1.13)

όπου  $W$  χαρακτηρίζει το σθένος της αλληλεπίδρασης μεταξύ του αρχικού συστήματος και των φωτονίων. Στην πράξη ένα τέτοιο σύστημα μπορεί να πραγματοποιηθεί από την αλληλεπίδραση ενός ατόμου με ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Αν το άτομο βρίσκεται στη διεγερμένη του κατάσταση, μπορεί να βρεθεί ξανά στη θεμελιώδη του κατάσταση εκπέμποντας ένα φωτόνιο ενέργειας

$$E_{ph} = E_1 - E_0$$

Η τελική κατάσταση αποτελείται από την θεμελιώδη κατάσταση του αρχικού συστήματος και μια φωτονική κατάσταση, η οποία αν και έχει καθορισμένη ενέργεια αποτελεί μέρος του συνεχούς των δυνατών καταστάσεων. Δεδομένου ότι αυτές οι τελικές καταστάσεις είναι δυσδιάκριτες μεταξύ τους, το πειραματικό ενδιαφέρον εστιάζεται στην μέτρηση της πιθανότητας μετάβασης από την αρχική στην τελική κατάσταση. Από θεωρητικής πλευράς ο υπολογισμός αυτός γίνεται με τη χρονοεξαρτημένη θεωρία διαταραχών στην οποία συμπεριλαμβάνεται το σύνολο των τελικών επιτρεπτών καταστάσεων. Η πιθανότητα μετάβασης ανά μονάδα χρόνου δίνεται από το χρυσό κανόνα του Fermi μέσω της σχέσης

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \phi_0 | W | \phi_1 \rangle|^2 \rho(E_{ph})$$

Όπου  $\rho(E_{ph})$  η πυκνότητα καταστάσεων των φωτονίων, ενώ η πιθανότητα να βρούμε τη διεγερμένη κατάσταση  $|\phi_1\rangle$  μετά από χρόνο  $t$  δίνεται από τη σχέση [1]:

$$P_1(t) = \exp(-\Gamma t)$$

Συμπεραίνουμε λοιπόν, ότι η ζεύξη ενός συστήματος δύο καταστάσεων με ένα συνεχές σύνολο καταστάσεων, απομακρύνει το τελικό σύστημα από την αρχική του κατάσταση.

#### 1.4 Ζεύξη με διακριτή κατάσταση: Ταλαντώσεις Rabi

Στην παράγραφο αυτή θα εξηγήσουμε περιληπτικά την απόκριση του συστήματος δύο καταστάσεων όταν αυτό αλληλεπιδρά με μία διακριτή κατάσταση φωτονίων. Πειραματικά ένα τέτοιο σύστημα μπορεί να μελετηθεί τοποθετώντας ένα άτομο στο εσωτερικό μια οπτικής κοιλότητας, όπου μπορεί να αλληλεπιδράσει με τους οπτικούς ρυθμούς της κοιλότητας. Θεωρούμε την απλή περίπτωση για την οποία μια φωτονική κατάσταση είναι σε συντονισμό με μια οπτική μετάβαση του ατόμου,  $E_1 - E_0 = E_{ph}$ . Σε αντίθεση με την περίπτωση που εξετάσαμε, η τελική κατάσταση τώρα είναι καλώς ορισμένη και αποτελείται από τη θεμελιώδη κατάσταση  $|\phi_0\rangle$  και μια μοναδική φωτονική κατάσταση την  $|ph\rangle$ . Ο υπολογισμός της πιθανότητας μετάβασης αποδεικνύει ότι οι διαδικασίες εκπομπής και απορρόφησης είναι μεταξύ τους εντελώς συμμετρικές. Συνεπώς, η χρονική εξέλιξη ενός τέτοιου συστήματος αποτελείται από ταλαντώσεις μεταξύ της διεγερμένης κατάστασης και της θεμελιώδους, γνωστές ως ταλαντώσεις Rabi. Η συχνότητα των ταλαντώσεων συνδέεται αμιγώς με το σθένος της αλληλεπίδρασης  $W$  μεταξύ του

ηλεκτρομαγνητικού πεδίου και της οπτικής μετάβασης. Η πιθανότητα  $P_1(t)$  να βρούμε το σύστημα στη διεγερμένη κατάσταση δίνεται από τη σχέση (1.17):

$$P_1(t) = \cos\left(\frac{Wt}{2\hbar}\right) \quad (1.17)$$

Επομένως, η αλληλεπίδραση με μια φωτονική κατάσταση διακρίνεται από την αναστρεψιμότητα της διαδικασίας εκπομπής, αφού το φωτόνιο μπορεί να επαναπορροφηθεί, στη συνέχεια να εκπεμφθεί κοκ. Η συγκεκριμένη περιοχή λειτουργίας για την οποία η σταθερά ζεύξης μεταξύ ατόμου και κοιλότητας είναι τόσο ισχυρή ώστε το φωτόνιο μπορεί να επαναπορροφηθεί προτού διαφύγει της κοιλότητας ονομάζεται περιοχή ισχυρής ζεύξης (strong coupling regime) [1,2,3].

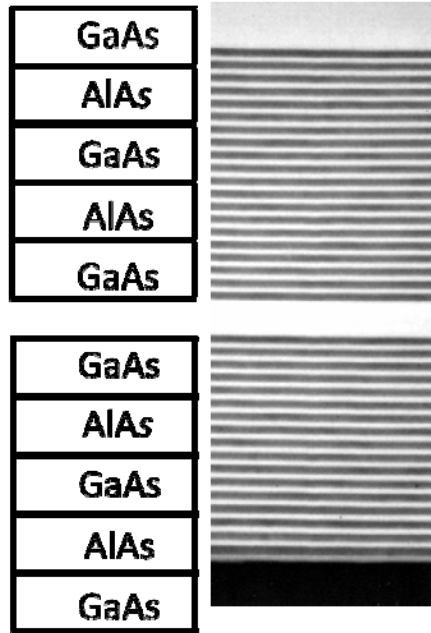
## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 Εισαγωγή στα Πολαριτόνια

### 2.1 Μικροκοιλότητες (MicroCavities MC)

Οι μικροκοιλότητες είναι δομές που αποτελούνται από δυο κάτοπτρα Bragg κατανεμημένης ανάδρασης (Distributed Bragg Reflectors ή DBRs) ανάμεσα στα οποία δημιουργείται μια οπτική κοιλότητα Fabry-Perot. Τα DBRs αποτελούνται από λεπτά φύλλα ημιαγωγικών υλικών με διαφορετικό δείκτη διάθλασης, τα οποία τοποθετούνται εναλλάξ το ένα πάνω από το άλλο όπως φαίνεται και στο σχήμα 2. Η περιοδικότητα αυτών των δομών τα κάνει να συμπεριφέρονται σαν κάτοπτρα. Η λεπτότητα των ημιαγωγικών φύλλων είναι  $\frac{\lambda_0}{4}$  όπου  $\lambda_0$  είναι το επιθυμητό μήκος κύματος σχεδίασης της κοιλότητας, το οποίο το καθορίζουμε από το ενεργό υλικό που θα εισάγουμε μέσα στην κοιλότητα.

Η τιμή του συντελεστή ανάκλασης των DBRs εξαρτάται από τον αριθμό των περιόδων καθώς και από τη διαφορά των δεικτών διάθλασης 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.

Το πάχος των στρωμάτων επιλέγεται έτσι ώστε το ανακλώμενο φως στην κοιλότητα να συμβάλει δημιουργικά μέσα σε ένα φασματικό εύρος, το οποίο ονομάζεται stop band, και αποτελεί μια ευρεία ζώνη μηκών κύματος υψηλής ανακλαστικότητας. Το μέγιστο της ανακλαστικότητας παρουσιάζεται στο μήκος κύματος σχεδιασμού  $\lambda_0$ .



Σχήμα 2.1: Η διάταξη των DBRs όπως φαίνεται από φωτογραφία SEM.

Η ανακλαστικότητα στο εν λόγω μήκος κύματος δίνεται από τη σχέση :

$$R = 1 - 4 \frac{n_{ext}}{n_c} \left( \frac{n_L}{n_H} \right)^{2N} \quad (2.1)$$

όπου,  $n_L$ ,  $n_H$ , είναι οι δείκτες διάθλασης των ημιαγώγιμων στρωμάτων χαμηλού και υψηλού δείκτη διάθλασης αντίστοιχα,  $n_c$  ο δείκτης διάθλασης της κοιλότητας,  $n_{ext}$  ο αντίστοιχος του περιβάλλοντος υλικού, ενώ  $2N$  είναι ο αριθμός των στρωμάτων που αποτελούν το DBR. Ο παράγοντας ποιότητας (Quality Factor) είναι :

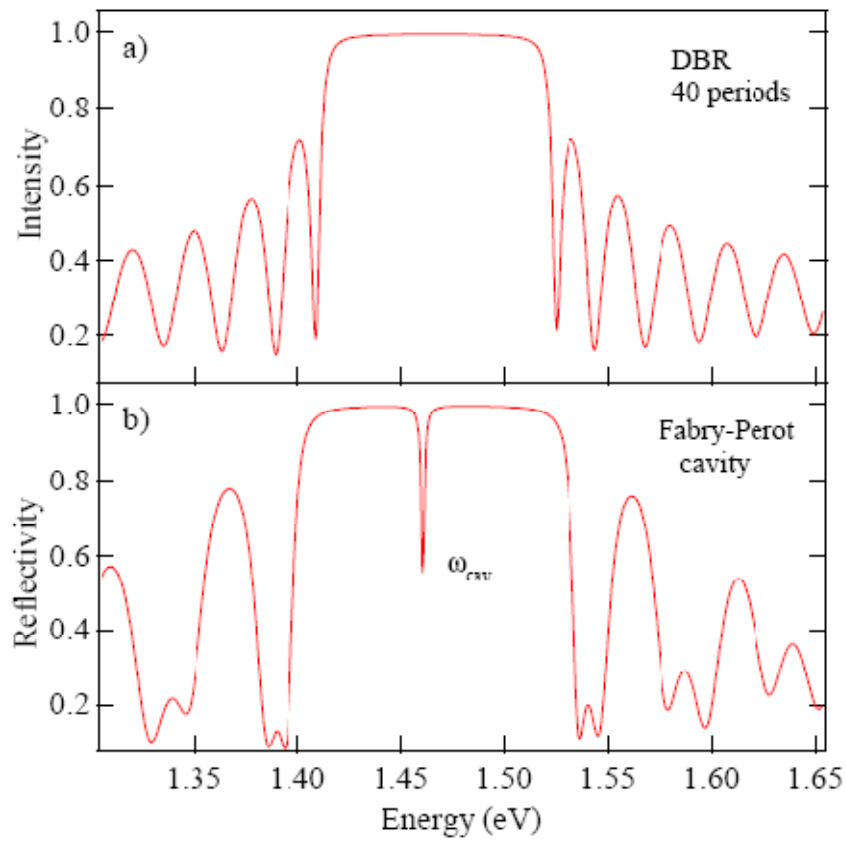
$$Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_0} \cong \frac{\pi(R_1R_2)^{1/4}}{1-(R_1R_2)^{1/2}} \quad (2.2)$$

με  $\Delta\lambda_0$  το πάχος της γραμμής συντονισμού της κοιλότητας. Μια ιδανική κοιλότητα έχει  $Q = \infty$ . Αν το μήκος της κοιλότητας είναι  $\frac{\lambda_0}{2}$ , ο παράγοντας ποιότητας  $Q$  είναι ο μέσος αριθμός κύκλων που ταξιδεύει το φωτόνιο μέσα στην κοιλότητα πριν διαφύγει λόγω απωλειών.

Για τον υπολογισμό της ανακλαστικότητας των DBRs χρησιμοποιήθηκε η θεωρία μεταφοράς πινάκων (Transfer Matrix Method). Στο Σχήμα 2.2a βλέπουμε το χαρακτηριστικό φάσμα ανάκλασης για ένα DBR το οποίο περιέχει 40 περιόδους από εναλλασσόμενα στρώματα πάχους  $\lambda_0/4$  των υλικών AlAs/AlGaAs με  $\lambda_0 = 850nm$ . Τα φάσματα αυτά υπολογίστηκαν με τη μέθοδο πινάκων (Transfer Matrix Method). Εισάγοντας και ένα δεύτερο DBR δημιουργούμε μια κοιλότητα με μέγεθος  $L_c$ , το οποίο πρέπει να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μισού μήκους σχεδίασης  $\lambda_0$ , δηλαδή

$$L_c = m \frac{\lambda_0}{2} \quad (2.3)$$

όπου  $m$  ακέραιος. Η ανακλαστικότητα στην περίπτωση αυτή διαφέρει φασματικά από αυτή του DBR, καθώς παρουσιάζει ένα βύθισμα. Η φασματική θέση του βυθίσματος υποδηλώνει τη θέση του ρυθμού ταλάντωσης που υποστηρίζει η κοιλότητα (Cavity Mode).



**Σχήμα 2.2:** Φάσματα ανάκλασης υπολογισμένα με τη μέθοδο μεταφοράς πινάκων. a) φάσμα ανάκλασης από μια DBR δομή που αποτελείται από AlAs/AlGaAs 40 περιόδων, b) φάσμα ανάκλασης από μικροκοιλότητα η οποία δεν περιέχει κβαντικά πηγάδια.

Στο Σχήμα 2.2b βλέπουμε το χαρακτηριστικό φάσμα από μια άδεια  $3/2\lambda_0$  Fabry-Perot κοιλότητα που αποτελείται από δύο DBRs από το ίδιο υλικό με 17 και 20 περιόδους αντίστοιχα για το καθένα. Το μήκος της κοιλότητας  $L_c$  είναι της τάξης των μερικών μικρομέτρων και για το λόγο αυτό αυτού του είδους οι κοιλότητες αποκαλούνται ως μικροκοιλότητες (MicroCavities MC).

## 2.2 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 παράλληλη συνιστώσα του κυματανύσματος των φωτονίων θα δίνεται από τη σχέση :

$$k_z = \frac{2\pi}{L_c} \quad (2.4)$$

Η ενέργεια διασποράς των φωτονίων λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση (2.4) γίνεται :

$$E_{ph}(k) = \frac{\hbar c}{n_c} k_z \left( 1 + \frac{k_{//}^2}{k_z^2} \right)^{1/2} = \frac{\hbar c}{n_c} \frac{2\pi}{L_c} + \frac{\hbar c}{2n_c} \frac{k_{//}^2}{2\pi/L_c} = E_0 + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_{ph}} \quad (2.5)$$

Η σχέση (2.5) είναι παραβολικής μορφής γύρω από το  $k_{//} = 0$ . Η ενεργός μάζα που αποδίδεται στα φωτόνια της κοιλότητας, μπορεί να αποδοθεί στην καμπυλότητα της παραπάνω εξίσωσης.

### 2.3 Πολαριτόνια στις τρεις διαστάσεις(3D exciton-polaritons)

Οι πρώτες μελέτες των πολαριτονίων έγιναν κατά τη διάρκεια της πρωτοποριακής δουλειάς από τον Hopfield[41]. Εξαιτίας του μετασχηματισμού συμμετρίας, κάθε εξιτόνιο δημιουργεί ισχυρή σύζευξη με ένα φωτόνιο και το αποτέλεσμα αυτής της σύζευξης, τα πολαριτόνια, ευθύνονται για τις οπτικές ιδιότητες τέτοιου είδους ημιαγωγικών συστημάτων, αφού είναι αυτά που διαδίδονται μέσα στο υλικό[6]. Τα εξιτόνια συνδέονται με τα φωτόνια της ίδιας ενέργειας αφού σύμφωνα με την αρχή διατήρησης της ορμής η ισχυρή σύζευξη επιτυγχάνεται μόνο όταν ο κυματάρυθος του φωτονίου είναι ίσος με του εξιτονίου ( $k = k'$ ). Όταν επιτευχθεί η



ισχυρή σύζευξη η ενέργεια ταλαντώνεται μεταξύ εξιτονίου και φωτονίου με αποτέλεσμα η μίξη των δύο (ύλης και φωτός) να δημιουργεί τα καινούργια ημισωματίδια, τα πολαριτόνια. Η σχέση διασποράς του εξιτονίου είναι:

$$E_{ex}(k) = \hbar\omega_0 \quad (2.6)$$

και είναι σταθερή λόγω της μεγάλης ενεργού μάζας του εξιτονίου ενώ η σχέση διασποράς της κοιλότητας είναι :

$$E_c(k) = \hbar c|k| \quad (2.7)$$

Για την περιγραφή των νέων αυτών ψευδοσωματιδίων απαιτείται η κατασκευή μιας Χαμιλτονιανής η οποία θα πρέπει να περιγράφει τις ιδιότητες του κρυστάλλου, του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου και επιπλέον θα πρέπει να λαμβάνει υπόψη την μεταξύ τους αλληλεπίδραση. Λαμβάνοντας σαν δεδομένο ότι τα εξιτόνια σε χαμηλές συγκεντρώσεις συμπεριφέρονται σαν μποζόνια, εισάγουμε τελεστές δημιουργίας για τα φωτόνια και τα εξιτόνια σαν  $\hat{a}_k^\dagger$  και  $\hat{b}_k^\dagger$ , και τους τελεστές καταστροφής  $\hat{a}_k$  και  $\hat{b}_k$  αντίστοιχα.

Οι τελεστές αυτοί υπακούουν τις γνωστές μεταθετικές σχέσεις των μποζονίων που συνοπτικά δίνονται ως εξής :

$$[\hat{a}_k, \hat{a}_{k'}] = [\hat{a}_k, \hat{b}_{k'}] = [\hat{a}_k, \hat{b}_{k'}^\dagger] = [\hat{b}_k, \hat{b}_{k'}] = 0 \quad (2.8)$$

$$[\hat{a}_k, \hat{a}_{k'}^\dagger] = [\hat{b}_k, \hat{b}_{k'}^\dagger] = \delta_{k,k'} \quad (2.9)$$

Η Χαμιλτονιανή του συστήματος που περιγράφει την αλληλεπίδραση μεταξύ εξιτονίου και ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, μπορεί να γραφεί με βάση την ανάλυση στην [10] ως :

$$\begin{aligned} H_{pol} = & \sum_{\vec{k}} E_{ph}(\vec{k}) \hat{a}_{\vec{k}}^\dagger \hat{a}_{\vec{k}} + \sum_{\vec{k}} E_{exc}(\vec{k}) \hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}} + \\ & i \sum_{\vec{k}} C_{\vec{k}}(\vec{k}) \left[ \hat{a}_{\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}} - \hat{a}_{\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \hat{a}_{-\vec{k}} \hat{b}_{-\vec{k}} - \hat{a}_{-\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \right] \\ & + \sum_{\vec{k}} D_{\vec{k}}(\vec{k}) \left[ \hat{a}_{\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}} - \hat{a}_{\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \hat{a}_{-\vec{k}} \hat{b}_{-\vec{k}} - \hat{a}_{-\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \right] \end{aligned} \quad (2.10)$$

όπου

$$C_{\vec{k}} = \frac{\hbar\omega_0^2\sqrt{\pi\beta}}{\sqrt{ck\omega_0}}, \text{ και } D_{\vec{k}} = \pi\beta\omega_0^2 \frac{\hbar}{ck}. \quad (2.11)$$

Το  $\beta$  είναι μια αδιάστατη ποσότητα η οποία χαρακτηρίζει το μέγεθος της αλληλεπίδρασης μεταξύ εξιτονίου και ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Οι πρώτοι δύο όροι της Χαμιλτονιανής περιγράφουν την κινητική ενέργεια των ασύζευκτων εξιτονίων και φωτονίων, ενώ οι δύο τελευταίοι την αλληλεπίδραση μεταξύ εξιτονίου φωτονίου.  $E_{exc}$  είναι η ενέργεια του εξιτονίου,  $E_{exc} = \hbar\omega_0$ , ενώ  $E_{ph} = \hbar ck$  η ενέργεια διασποράς του φωτονίου. Οι ιδιοενέργειες της Χαμιλτονιανής παρέχουν τις ενέργειες διασποράς των πολαριτονίων. Ο προσδιορισμός των ενεργειών αυτών, γίνεται διαγωνοποιώντας την σχέση (2.10) ορίζοντας τον ακόλουθο τελεστή

$$p_{\vec{k}} = w\hat{a}_{\vec{k}} + x\hat{b}_{\vec{k}} + y\hat{a}_{-\vec{k}}^\dagger + z\hat{b}_{-\vec{k}}^\dagger \quad (2.12)$$

Προκειμένου να γραφεί η Χαμιλτονιανή (2.10) συναρτήσει του τελεστή  $p_{\vec{k}}$  σε διαγώνια μορφή θα πρέπει ο μεταθέτης του τελεστή  $p_{\vec{k}}$  με αυτόν της Χαμιλτονιανής να είναι της μορφής

$$[p_{\vec{k}}, H_{pol}] = Ep_{\vec{k}} \quad (2.13)$$

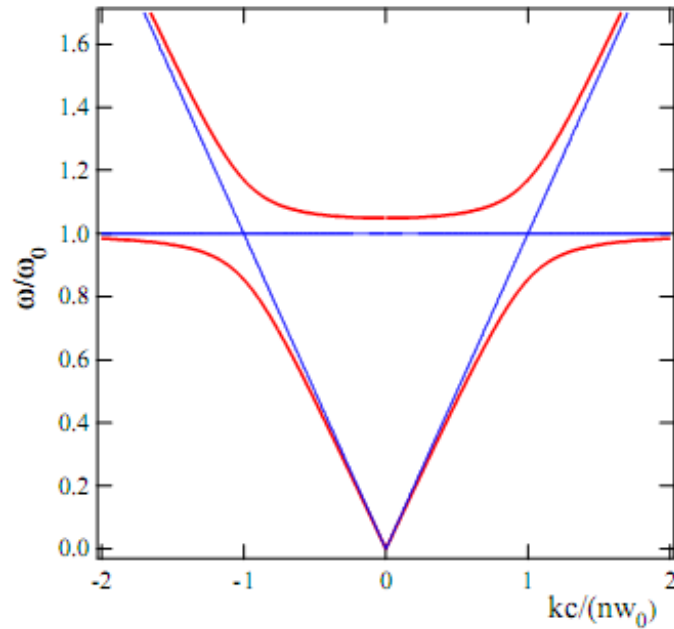
Αναπτύσσοντας το πρώτο μέλος της σχέσης (2.13) και χρησιμοποιώντας τους μεταθέτες των  $\hat{a}, \hat{a}^\dagger, \hat{b}, \hat{b}^\dagger$  με τον τελεστή  $H_{pol}$  μπορούμε να γράψουμε τη σχέση (2.13) υπό μορφή πινάκων ως εξής

$$\begin{pmatrix} \hbar ck + 2D & -iC & -2D & -iC \\ iC & \hbar\omega_0 & -iC & 0 \\ 2D & -iC & -\hbar ck - 2D & -iC \\ iC & 0 & iC & -\hbar\omega_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} w \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} w \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Θέτοντας την ορίζουσα του πίνακα ίση με το μηδέν βρίσκουμε τη σχέση

$$\frac{k^2}{E^2} = 1 + \frac{4\pi\beta}{1 - E^2/\omega_0^2} \quad (2.15)$$

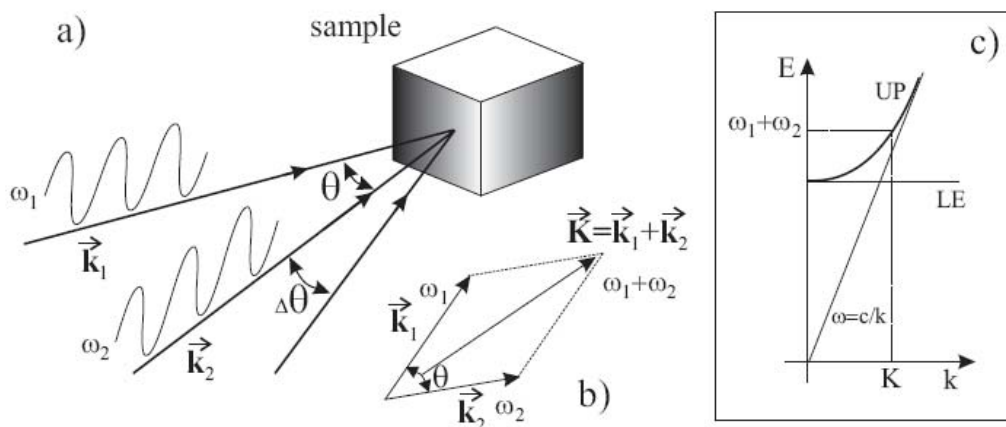
όπου έχουμε θέσει  $\hbar = c = 1$ .



Σχήμα 2.3: Διάγραμμα σχέσεων διασποράς εξιτονίου και φωτονίου ασύζευκτα (μπλε καμπύλες). Σχέση διασποράς πολαριτονίων (κόκκινες καμπύλες) όπως υπολογίστηκε από τη σχέση (2.11), με ξεκάθαρο το anticrossing μεταξύ του πάνω και κάτω πολαριτονικού κλάδου στο  $k = 5 \cdot 10^6 m^{-1}$

Το Σχήμα 2.3 αναπαριστά τη γραφική παράσταση των ιδιοτιμών όπως προκύπτουν από την σχέση (2.11), δείχνοντας την ασυμπτωτική συμπεριφορά (anticrossing behavior) μεταξύ του φωτονικού ρυθμού και του εξιτονίου στην περιοχή που τέμνονται οι χαρακτηριστικές καμπύλες των ασύζευκτων εξιτονίων και φωτονίων. Η ενέργεια του εξιτονίου έχει θεωρηθεί ανεξάρτητη του  $k$  λόγω της μεγάλης ενεργού μάζας του. Οι δύο νέοι ρυθμοί που προκύπτουν αποτελούν τον πάνω και τον κάτω κλάδο της ενέργειας διασποράς του πολαριτονίου.

Η πρώτη πειραματική παρατήρηση των πολαριτονίων έγινε σε κρύσταλλο  $\text{CuCl}$ , με διφωτονικά πειράματα απορρόφησης εκτός συντονισμού [42]. Στα πειράματα αυτά ο κρύσταλλος διεγείρεται από δύο δέσμες φωτονίων οι οποίες σχηματίζουν μεταξύ τους γωνία  $\theta$ , όπως φαίνεται στο σχήμα 2.4. Το συνολικό κυματόνισμα  $\bar{k}$  μπορεί να μεταβάλλεται αλλάζοντας την γωνία μεταξύ των δεσμών φωτονίων. Μεταβάλλοντας την γωνία μεταξύ των δεσμών φωτονίων και μετρώντας το φάσμα απορρόφησης κατάφεραν να αποτυπώσουν την ενέργεια διασποράς του πάνω 3D πολαριτονίου καθώς και την κατάσταση του ασύζευκτου διαμήκους εξιτονίου (longitudinal exciton-LE). Εντούτοις όμως, εξαιτίας της αναγκαιότητας για διατήρηση ενέργειας και ορμής, η τεχνική αυτή δεν προσέφερε πληροφορία για το κάτω πολαριτόνιο καθώς βρίσκεται έξω από τον κώνο εκπομπής φωτός.



**Σχήμα 2.4:** a) Σχηματική αναπαράσταση που χρησιμοποιήθηκε στα διφωτονικά πειράματα απορρόφησης σε κρύσταλλο CuCl για την καταγραφή της διασποράς των πολαριτονίων. b) Διατήρηση ενέργειας και ορμής. c) Απεικόνιση της ενέργειας του πάνω πολαριτονικού και του διαμήκη εξιτονικού κλάδου όπως προκύπτει από το πείραμα.

## 2.4 Πολαριτόνια στις μικροκοιλότητες

Ο φορμαλισμός που απαιτείται για την περιγραφή πολαριτονίων σε μικροκοιλότητες μπορεί να γίνει με μια 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 του πολαριτονίων.

Στο κβαντικό μοντέλο τόσο τα εξιτόνια όσο και τα φωτόνια περιγράφονται σαν κβαντικοί ταλαντωτές και γι' 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  $\vec{k}_{//}$  μπορούν να αλληλεπιδράσουν. Ορίζοντας τους τελεστές δημιουργίας  $b_k^\dagger, a_k^\dagger$  για το εξιτόνιο και το φωτόνιο αντίστοιχα, η Χαμιλτονιανή που περιγράφει το σύστημα μπορεί να γραφεί ως εξής

$$H = H_{cav} + H_{exc} + H_{int} = \sum_{\vec{k}_{//}} \hbar\omega_{cav, \vec{k}_{//}} a_{\vec{k}_{//}}^\dagger a_{\vec{k}_{//}} + \sum_{\vec{k}_{//}} \hbar\omega_{exc, \vec{k}_{//}} b_{\vec{k}_{//}}^\dagger b_{\vec{k}_{//}} + \sum_{\vec{k}_{//}} \hbar V \left( a_{\vec{k}_{//}}^\dagger b_{\vec{k}_{//}} + a_{\vec{k}_{//}} b_{\vec{k}_{//}}^\dagger \right) \quad (2.16)$$

Οι δύο πρώτοι όροι της (2.16) 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 [43]

$$\begin{aligned} \hbar V &= \hbar \sqrt{\frac{1+\sqrt{R}}{\sqrt{R}}} \frac{c\Gamma_0}{n_{cav} L_{eff}} \\ \Gamma_0 &= \frac{e^2}{4\epsilon_0 n_{cav} m_0 c} \frac{f}{S} \end{aligned} \quad (2.17)$$

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,  $m_0$  η μάζα του ηλεκτρονίου,  $c$  η ταχύτητα του φωτός,  $f$  το oscillator strength (που περιγράφει το πόσο ισχυρή είναι η σύζευξη), και  $\Gamma_0$  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 [44]

$$p_k = u_k b_k + v_k a_k \quad (2.18)$$

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

$$\frac{1}{\hbar}[p_k, H] = E p_k \quad (2.19)$$

καταλήγουμε στην επίλυση του συστήματος

$$\begin{pmatrix} \omega_{ex} - E & V \\ V & \omega_{cav} - E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_k \\ v_k \end{pmatrix} = 0 \quad (2.20)$$

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

$$(\omega_{exc} - E)(\omega_{cav} - E) - V^2 = 0 \quad (2.21)$$

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

$$E_{k,LP}^{UP} = \frac{\omega_{cav,k} + \omega_{exc,k}}{2} + \frac{\gamma_{cav,k} + \gamma_{exc,k}}{2} \pm \sqrt{V^2 + \frac{1}{4}[(\omega_{cav,k} - \omega_{exc,k}) + i(\gamma_{cav,k} - \gamma_{exc,k})]^2} \quad (2.22)$$

Οι ενέργειες των νέων ρυθμών του συστήματος, πολαριτόνια, προκύπτουν από το πραγματικό μέρος της σχέσης (2.22)

$$\omega_{k,\pm} = \frac{\omega_{cav,k} + \omega_{exc,k}}{2} \pm \sqrt{V^2 + \frac{1}{4}(\omega_{cav,k} - \omega_{exc,k})^2} \quad (2.23)$$

ενώ το φανταστικό μέρος εκφράζει την ακτινοβολητική αποδιέγερση τους.

Η σπουδαιότερη διαφορά μεταξύ ισχυρής και ασθενούς ζεύξης μεταξύ εξιτονίων και φωτονίων είναι ότι στην περίπτωση της ασθενούς σύζευξης οι ιδιοκαταστάσεις του συστήματος προκύπτουν σαν διαταραχή στο αρχικό ασύζευκτο σύστημα. Αντίθετα, στην περιοχή ισχυρής σύζευξης έχουμε σύμφωνες ταλαντώσεις Rabi μεταξύ των καταστάσεων εξιτονίου και φωτονίου, κατ' αναλογία με τη ζεύξη ατόμου-κοιλότητας στην ατομική φυσική. Η διαφοροποίηση μεταξύ ισχυρής και ασθενούς ζεύξης μπορεί να εκφραστεί υπό μορφή συνθήκης μέσω των ακόλουθων δύο σχέσεων:

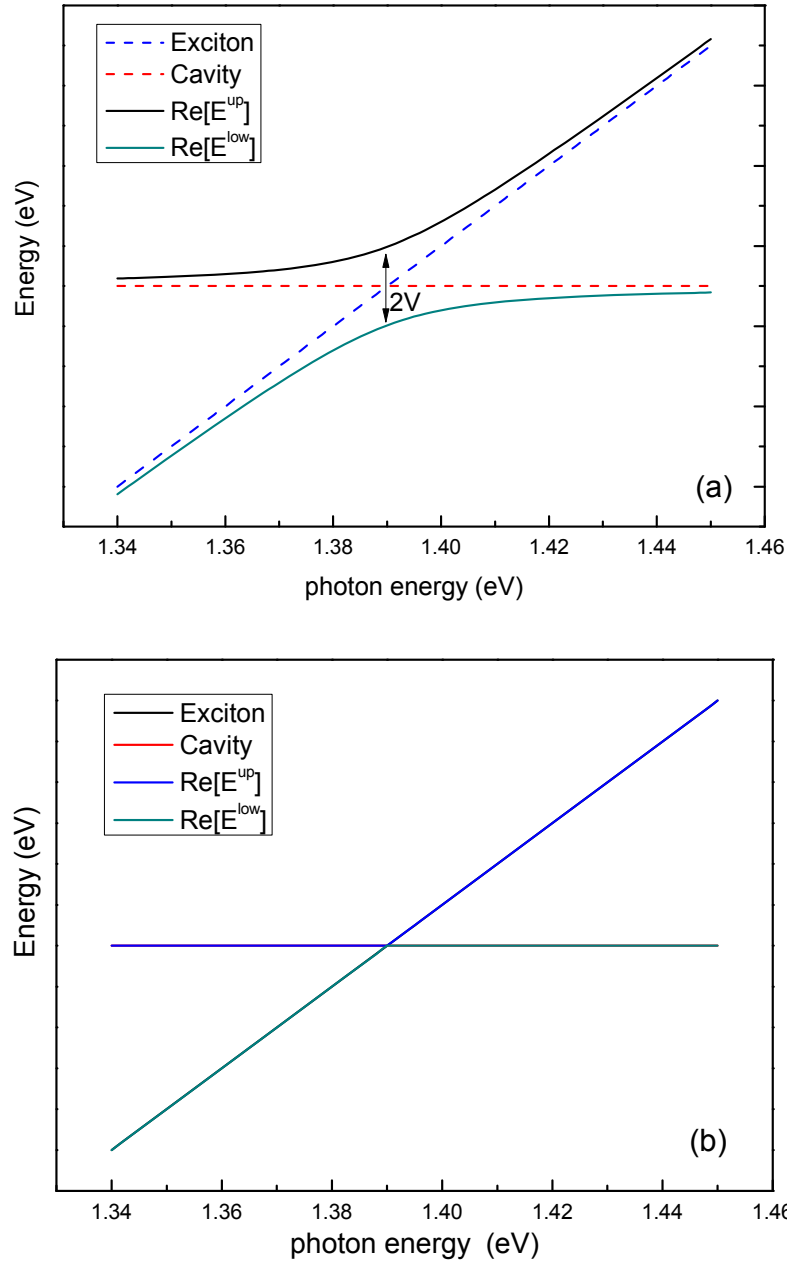
$$V \gg \left| \frac{\gamma_{cav,k} - \gamma_{exc,k}}{2} \right| \quad (2.24)$$

$$V \ll \left| \frac{\gamma_{cav,k} - \gamma_{exc,k}}{2} \right| \quad (2.25)$$

Η πρώτη σχέση ισχύει στην περίπτωση της ισχυρούς σύζευξης ενώ η δεύτερη σε αυτή της ασθενούς. Η επίδραση των σχέσεων αυτών στην ενέργεια διασποράς των ρυθμών του πολαριτονίου απεικονίζεται στο σχήμα 6a. Το σχήμα 6b για το οποίο ισχύει η σχέση (2.21) χαρακτηρίζεται από το crossing των δύο ασύζευκτων ρυθμών εξιτονίου και φωτονίου, ενώ στο σχήμα 6a το anticrossing μεταξύ εξιτονίου φωτονίου χαρακτηρίζει τη λειτουργία της μικροκοιλότητας στην περιοχή ισχυρής ζεύξης. 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  $\omega_{exc} = \omega_{cav}$  αναφέρεται σαν ενέργεια Rabi (vacuum-field Rabi splitting). Ανάλογα με το πλήθος των κβαντικών 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 2.5: Τα πραγματικά μέρη των ιδιοτιμών της σχέσης (2.18) για την περίπτωση (α) ισχυρής ζεύξης και (β) ασθενούς ζεύξης μεταξύ εξιτονίου-φωτονίου. Για την αναπαραγωγή των καμπυλών χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές  $\gamma_{ex}=2meV$ ,  $\gamma_{cav}=0.5meV$  και στις δύο περιπτώσεις, ενώ  $V=10meV$  και  $V=0.2meV$  για το πρώτο και το δεύτερο σχήμα αντίστοιχα.

Για τον ακριβή υπολογισμό της ενέργειας διασποράς των πολαριτονίων, οι ενέργειες του φωτονίου και του εξιτονίου πρέπει να αντικατασταθούν στην εξίσωση (2.23). Δεδομένου ότι η μεταβολή της ενέργειας διασποράς του εξιτονίου είναι μικρή για μικρές τιμές κυματανύσματος, λαμβάνεται υπόψη μόνο η εξάρτηση της ενέργειας του φωτονίου από το κυματάνυσμα μέσω της σχέσης

$$\omega_{cav} = \frac{\hbar c}{n_{eff}} \sqrt{k_{\parallel}^2 + \frac{\pi^2}{L_{eff}^2}} \quad (2.26)$$

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 (detuning) τη διαφορά ενέργειας μεταξύ φωτονίου και εξιτονίου στο  $k_{\parallel} = 0$ ,  $\Delta = \omega_{cav} - \omega_{exc}$ , 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 ισούται με αυτή του φωτονίου.

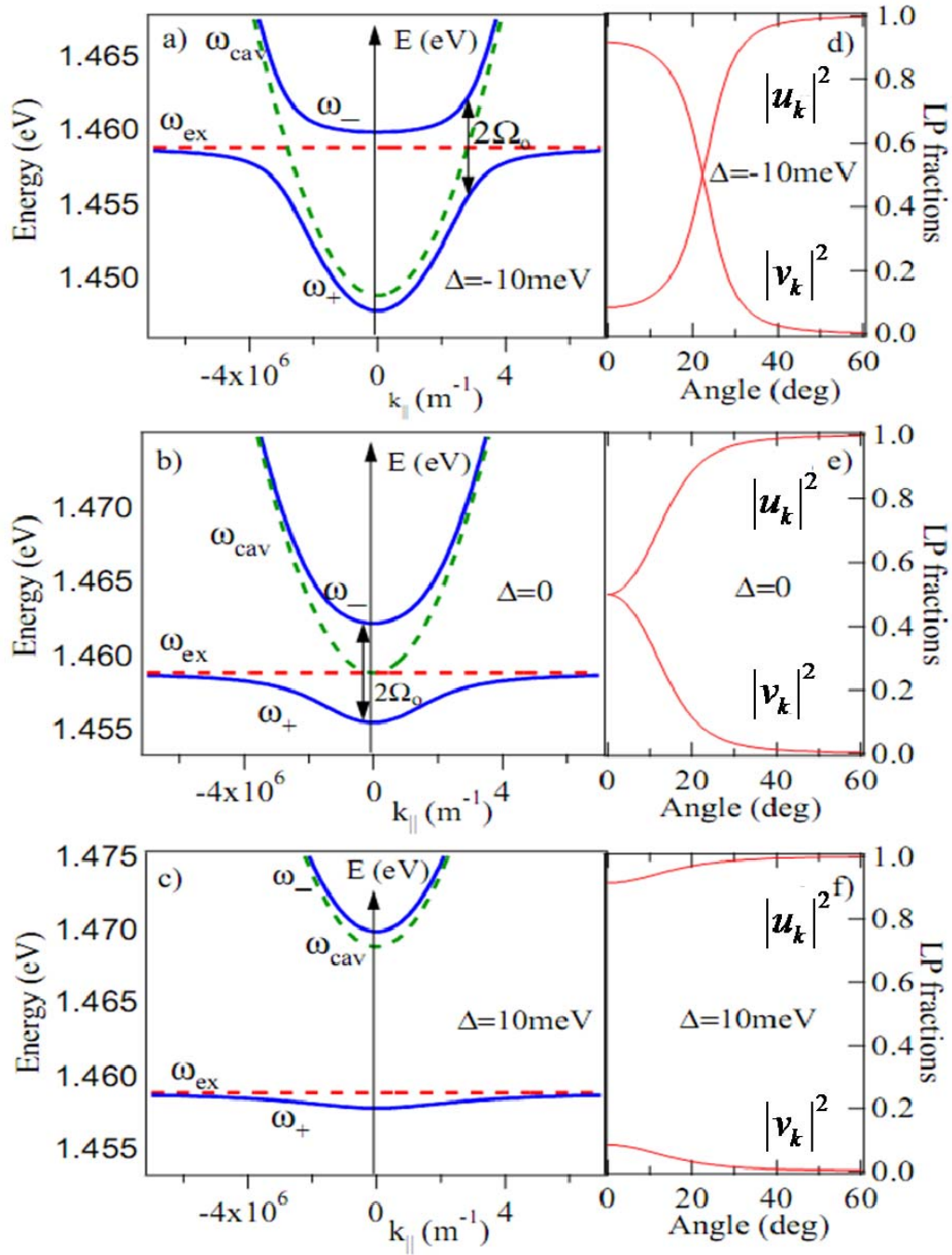
Στο σχήμα 7 φαίνεται η διαφοροποίηση της ενέργειας διασποράς για τους δύο πολαριτονικούς κλάδους. Στην περίπτωση αρνητικού αποσυντονισμού, σχήμα 7a, η ενέργεια Rabi του συστήματος είναι σε υψηλότερα  $k_{\parallel}$  για τα οποία ικανοποιείται η σχέση  $\omega_{cav, k_{\parallel}} = \omega_{exc, k_{\parallel}}$ . Για  $\Delta = 0$  σχήμα 7b, η ενέργεια Rabi του συστήματος βρίσκεται στο  $k_{\parallel} = 0$ , ενώ για  $\Delta > 0$  σχήμα 7c, δεν έχουμε συντονισμό μεταξύ εξιτονίου και

φωτονίου σε κανένα  $k_{\parallel}$ . Τέλος, προκειμένου να ολοκληρωθεί η διαγωνοποίηση της Χαμιλτονιανής πρέπει να υπολογιστούν οι σταθερές  $u_k, v_k$ . Οι συντελεστές αυτοί προκύπτουν από την επίλυση του συστήματος (2.20) με την επιπλέον απαίτηση να ισχύει η σχέση

$$|u_k|^2 + |v_k|^2 = 1 \quad (2.27)$$

Η αναλυτική μορφή των  $u_k$  και  $v_k$  τόσο για τον πάνω όσο και για τον κάτω πολαριτονικό κλάδο δίνονται από τις σχέσεις

$$\begin{aligned} u_{k,+} &= \sqrt{\frac{\omega_{k,+} - \omega_{cav}}{2\omega_{k,+} - \omega_{ex} - \omega_{cav}}}, & v_{k,+} &= i \sqrt{\frac{\omega_{k,+} - \omega_{ex}}{2\omega_{k,+} - \omega_{ex} - \omega_{cav}}} \\ u_{k,-} &= \sqrt{\frac{\omega_{k,-} - \omega_{cav}}{2\omega_{k,-} - \omega_{ex} - \omega_{cav}}}, & v_{k,-} &= -i \sqrt{\frac{\omega_{k,-} - \omega_{ex}}{2\omega_{k,-} - \omega_{ex} - \omega_{cav}}} \end{aligned} \quad (2.28)$$



*Σχήμα 2.6: Οι ενέργειες των πολαριτονίων για (a) αρνητικό (-10meV), (b) μηδενικό και (c) θετικό αποσυντονισμό (10meV) μεταξύ των αρχικών καταστάσεων εξιτονίου και φωτονίου. Γραφική απεικόνιση των συντελεστών  $|u_k|^2$  και  $|v_k|^2$  για τον κάτω πολαριτονικό κλάδο (d-f).*

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 της δύο καταστάσεις, είτε του φωτονίου είτε του εξιτονίου. Οι κατανομές  $|u_k|^2$  και  $|v_k|^2$  για τον κάτω κλάδο του πολαριτονίου που αντιστοιχεί στις εικόνες [d-f] που φαίνονται στο σχήμα δίπλα από τα διαγράμματα διασποράς για κάθε διαφορετικό αποσυντονισμό  $\Delta$ .

## 2.5 Μηχανισμοί χαλάρωσης στις μικροκοιλότητες

Διεγείροντας οπτικά μια ημιαγώγιμη μικροκοιλότητα, δημιουργούνται σύμφωνα ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών, τα οποία μπορούν να αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Η αλληλεπίδραση αυτή έχει σαν αποτέλεσμα να χάνεται η μεταξύ τους συμφωνία και να αναδιανέμονται στο αντίστροφο χώρο των  $\vec{k}$ . Αυτοί οι “θερμοί” φορείς αποδίδουν μεγάλο μέρος της κινητικής τους ενέργειας στο πλέγμα, κυρίως μέσω εκπομπής οπτικών φωνονίων. Κατά τη διάρκεια αυτής της διαδικασίας, η οποία εξαρτάται από τη συγκέντρωση των φορέων και από τη θερμοκρασία του πλέγματος, οι φορείς μπορούν να σχηματίσουν εξιτόνια, γεμίζοντας τις εξιτονικές καταστάσεις της ενέργειας διασποράς των εξιτονίων. Κατόπιν, χαλαρώνουν κατά μήκος της καμπύλης διασποράς αλληλεπιδρώντας κυρίως με ακουστικά φωνόνια. Όπως φαίνεται και από το παραπάνω σχήμα 7a, ο κάτω κλάδος πολαριτονίων δεν είναι παραβολικός. Γύρω από το  $k_{//} = 0$ , η καμπύλη διασποράς πλησιάζει αυτή του φωτονίου, ενώ για μεγαλύτερα  $k_{//}$  τείνει προς αυτή του εξιτονίου. Γύρω από το κέντρο της καμπύλης διασποράς (active region), τα εξιτόνια έχουν παρόμοιο  $k_{//}$  με αυτό των φωτονίων με

αποτέλεσμα τα δύο σωματία να αλληλεπιδρούν. Καθώς μετατοπιζόμαστε σε καταστάσεις με μεγαλύτερο  $k_{//}$  τα εξιτόνια (dark excitons) παύουν να αλληλεπιδρούν με το φως λόγω της διαφοράς του κυματανύσματός τους με αυτό των φωτονίων. Καθώς το ενεργειακό ύψος της καμπυλότητας του κάτω κλάδου πολαριτονίων κοντά στο  $k_{//} = 0$  είναι συνήθως μεγαλύτερο από τη θερμική ενέργεια σε χαμηλές θερμοκρασίες, τα πολαριτόνια δεν μπορούν να σκεδαστούν πίσω σε εξιτονικές καταστάσεις και για το λόγο αυτό μπορούμε να αποδώσουμε στην σχέση διασποράς του κάτω πολαριτονίου κοντά στο  $k_{//} = 0$  τον όρο “πολαριτονική παγίδα”.

Καθώς τα πολαριτόνια είναι υπέρθεση εξιτονίων και φωτονίων μπορούν να θεωρηθούν σαν σύνθετα μποζόνια. Ακολουθώντας, επομένως, τη στατιστική μποζονίων, τα πολαριτόνια μπορούν να βρεθούν στην ίδια ενεργειακή κατάσταση. Ωστόσο, η χαλάρωσή τους προς το  $\vec{k}_{//} = 0$ , περιορίζεται από τους κανόνες διατήρησης ενέργειας και ορμής, οδηγώντας σε συσσώρευση πολαριτονίων κυρίως κοντά στο σημείο αλλαγής καμπυλότητας της καμπύλης διασποράς, αλλά και σε καταστάσεις με μεγαλύτερα  $k_{//}$ , με συνέπεια η εκπομπή φωτονίων να προέρχεται κυρίως από αυτές τις υψηλού  $k_{//}$  πολαριτονικές καταστάσεις [45,46]. Το φαινόμενο αυτό, το οποίο συχνά αναφέρεται σαν φαινόμενο **bottleneck**, παραμένει ένα από τα κυριότερα προβλήματα για τη συμπύκνωση των πολαριτονίων στη θεμελιώδη στάθμη τους, το οποίο θα ισοδυναμούσε με εκπομπή σύμφωνου μονοχρωματικού φωτός. Προσπάθειες για αύξηση της συγκέντρωσης των πολαριτονίων στη θεμελιώδη τους κατάσταση αυξάνοντας τη συγκέντρωσή τους, έχει συνήθως αντίθετα αποτελέσματα, καθώς η αύξηση της πυκνότητας των εξιτονίων πάνω από μια ορισμένη τιμή (συγκέντρωση Mott) έχει σαν αποτέλεσμα την κατάρρευση της περιοχής ισχυρής ζεύξης.

Δεδομένου ότι η τιμή αυτή συνδέεται άμεσα με την ενέργεια δέσμησης των εξιτονίων συνεπάγεται ότι συστήματα ημιαγωγών με μεγαλύτερη ενέργεια δέσμησης εξιτονίου, όπως το CdTe, υπερτερούν σε σχέση με άλλα που παρουσιάζουν μικρότερη ενέργεια, όπως το GaAs.

Πέρα από τους βασικούς μηχανισμούς χαλάρωσης, στους οποίους θα αναφερθούμε παρακάτω πιο αναλυτικά, στον υπερκερασμό του bottleneck συντελούν και οι σκεδάσεις πολარიτονίων με ελεύθερους φορείς[47]. Ωστόσο, ο μηχανισμός αυτός εμφανίζεται να είναι πολύ πιο ασθενής από τη σκέδαση μεταξύ ζεύγους πολარიτονίων [48].

Τέλος, έμφαση έχει δοθεί στην ανάπτυξη δειγμάτων μικροκοιλοτήτων στις οποίες τα πολარიτόνια παρουσιάζουν αυξημένο χρόνο ζωής. Οι σκεδάσεις μεταξύ πολარიτονίων καθορίζονται από το λόγο μεταξύ του χρόνου ζωής των πολარიτονίων και του χρόνου χαλάρωσής τους. Συνεπώς, αύξηση του χρόνου ζωής θα διευκόλυνε δραματικά τη συμπύκνωση πολარიτονίων σε GaAs μικροκοιλότητες. Οι κυριότεροι μηχανισμοί που εμπλέκονται στη χαλάρωση των πολარიτονίων αναφέρονται περιληπτικά στις επόμενες παραγράφους.

### 2.5.1 Φωνόνια

Τα φωνόνια είναι τα κβάντα της ταλάντωσης του πλέγματος, η οποία οφείλεται κυρίως στην θερμική ενέργεια του πλέγματος[49]. Υποθέτοντας αλληλεπιδράσεις πλέγματος σε μια διάσταση, δηλαδή σύζευξη μόνο με τα γειτονικά άτομα του πλέγματος και δύο διαφορετικές μάζες  $m_1$  και  $m_2$  τοποθετημένες εναλλάξ, οι συχνότητες ταλάντωσης δίνονται από

$$v_{\pm} = \sqrt{a_f} \left[ \left( \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \pm \sqrt{\left( \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)^2 - \frac{4\sin^2(k_{ph}a/2)}{m_1m_2}} \right]^{1/2}$$

όπου  $a_f$  είναι η σταθερά της δύναμης από το νόμο του Hooke,  $K_{ph}$  ο κυματάριθμος των φωνονίων και  $a$  η σταθερά του πλέγματος. Η συχνότητα  $\omega$  είναι ανάλογη του κυματανύσματος  $K_{ph}$  κοντά στο  $K_{ph}=0$  και αντιστοιχεί σε αυτό που ονομάζουμε «ακουστικός κλάδος» καθώς η ταχύτητα  $\omega/k$  είναι πολύ κοντά στην ταχύτητα του ήχου στο μέσο. Η συχνότητα  $\omega_{+}$  τείνει να μένει σταθερή και περίπου ίση με  $[2a_f (1/m_1+1/m_2)]$  καθώς το  $K_{ph}$  τείνει στο μηδέν. Καθώς η συχνότητα αυτή ανήκει στο οπτικό εύρος, ο κλάδος αυτός ονομάζεται «οπτικός».

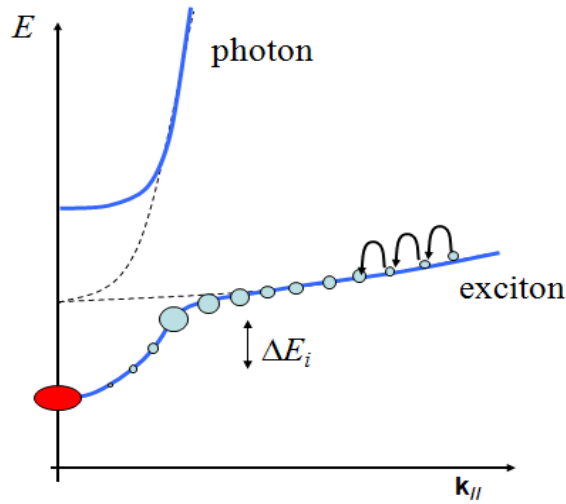
### 2.5.2 Οπτικά Φωνόνια

Η χαλάρωση των φορέων μέσω οπτικών φωνονίων γίνεται επικρατέστερη για υψηλή θερμοκρασία φορέων[50] και είναι ανεξάρτητη από τη θερμοκρασία του πλέγματος[51]. Το αέριο ηλεκτρονίων -οπών που δημιουργείται από μη συντονισμένη διέγερση μεταδίδει την περίσσεια ενέργεια με το πλέγμα κυρίως μέσω οπτικών φωνονίων και ψύχεται σε θερμοκρασία μικρότερη από  $\omega_{LO}/k_B T$  σε λίγα δισεκατομμυριοστά του δευτερολέπτου(picoseconds). Η δημιουργία εξιτονίων μέσω αυτού του μηχανισμού μπορεί να μην ληφθεί υπόψη όταν η διαφορά ενεργειών διέγερσης είναι μικρότερη από την ενέργεια των οπτικών φωνονίων, η οποία είναι περίπου 36meV στο GaAs.



### 2.5.3 Ακουστικά φωνόνια

Οι αλληλεπιδράσεις των πολαριτονίων με ακουστικά φωνόνια δεν είναι τόσο αποδοτικές καθώς για κάθε βήμα της διαδικασίας απαιτούνται περίπου 10ps, ενώ η ανταλλαγή ενέργειας μεταξύ των δύο σωματιδίων δεν ξεπερνά το 1meV. Ο χρόνος που απαιτείται για να χαλαρώσουν τα πολαριτόνια στην περιοχή του bottleneck είναι περίπου 100ps και είναι αρκετά μεγαλύτερος από το χρόνο ζωής τους. Συνεπώς, η αρχή διατήρησης ενέργειας και ορμής καθιστούν απαγορευτική τη δυνατότητα στα πολαριτόνια να χαλαρώσουν στη θεμελιώδη στάθμη τους με ένα μόνο βήμα αλληλεπίδρασης με ακουστικά φωνόνια και να βρεθούν σε κατάσταση θερμικής ισορροπίας[50]



Σχήμα 2.7: Γραφική αναπαράσταση του φαινομένου bottleneck.

Ο όρος που περιγράφει τη χαλάρωση από τη δεξαμενή εξιτονίων  $x$  μέσω ακουστικών φωνονίων σε μια τελική κατάσταση  $i$ , στις εξισώσεις ρυθμού δίνεται από τη σχέση :

$$\frac{\partial n_x}{\partial t} = \sum_i A_{i \rightarrow x} n_i (n_x + 1) - \sum_i A_{x \rightarrow i} n_x (n_i + 1) \quad (2.29)$$

με

$$A_{j \rightarrow i} = 1 + \frac{1}{e^{\frac{E_j - E_i}{k_B T}}} \quad (2.30)$$

$n_i$ ,  $n_x$  είναι η συγκέντρωση των σωματιδίων για την τελική και αρχική κατάσταση.

#### 2.5.4 Σκέδαση εξιτονίου-εξιτονίου.

Στην αλληλεπίδραση μεταξύ εξιτονίων, λαμβάνεται υπόψη η φερμιονική φύση ηλεκτρονίων και οπών που αποτελούν τα εξιτόνια. Η σκέδαση δύο εξιτονίων από τη δεξαμενή τους μπορεί να οδηγήσει είτε σε ένα εξιτόνιο και ένα πολαριτόνιο, είτε σε δύο πολαριτόνια μέσω των ακόλουθων μηχανισμών σκέδασης[46]

- (1) exciton  $\rightarrow$  LP + phonon
- (2) exciton  $\rightarrow$  UP $_{\pm}$  phonon
- (3) exciton + exciton  $\rightarrow$  LP + exciton
- (4) exciton + exciton  $\rightarrow$  UP + exciton
- (5) exciton + exciton  $\rightarrow$  LP + UP.

Το χαμηλότερο ενεργειακά πολαριτόνιο που προκύπτει από την προηγούμενη διαδικασία σκέδασης, μπορεί να σκεδαστεί ξανά από πολαριτόνια με τα οποία βρίσκεται στην ίδια κατάσταση[46]. Ο όρος στις εξισώσεις ρυθμού για την αλληλεπίδραση μεταξύ μιας εξιτονικής δεξαμενής  $x$  και μιας κατάστασης  $i$  δίνεται από :

$$\frac{\partial n_x}{\partial t} = \sum_i B_{x \rightarrow i} n_x^2 (X_i n_i + 1) \quad (2.31)$$

Όπου,  $X_i$  είναι ο συντελεστής Hopfield του εξιτονίου,  $n_x$  η συγκέντρωση των εξιτονίων,  $n_i$  η συγκέντρωση στην τελική κατάσταση και  $B_{x \rightarrow i}$  η πιθανότητα μετάβασης από την αρχική στην τελική κατάσταση.

### 2.5.5 Σκέδαση μεταξύ ζεύγους πολαριτονίων.

Πρόκειται για έναν ελαστικό μηχανισμό σκέδασης, ο οποίος οφείλεται σε αλληλεπίδραση διπόλου-διπόλου. Η χρονική διάρκεια της αλληλεπίδρασης πολαριτονίου-πολαριτονίου είναι της κλίμακας των ορισμένων picosecond, ενώ η ενέργεια που ανταλλάσσεται είναι μερικά meV. Καθώς τα πολαριτόνια σκεδάζονται από μια κατάσταση  $M_2$ , το ένα φτάνει στο ελάχιστο της καμπύλης διασποράς ( $M_1$ ) απ' όπου και αποδιεγείρεται γρήγορα, ενώ το άλλο κερδίζει ενέργεια και σκεδάζεται σε καταστάσεις υψηλότερου  $\vec{k}$  ( $M_3$ ). Αν και με την αλληλεπίδραση αυτή δεν χάνεται ενέργεια και δε μειώνεται η θερμοκρασία του νέφους πολαριτονίων, είναι ένας μηχανισμός που έχει αποδειχθεί ικανός για την υπερπήδηση της περιοχής bottleneck[52]. Οι όροι στις εξισώσεις ρυθμού που περιγράφουν την διαδικασία σκέδασης ενός ζεύγους πολαριτονίων μεταξύ των καταστάσεων  $M_1, M_2, M_3$ , είναι

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{M_1}}{\partial t} &= -n_{M_1} n_{M_3} (n_{M_2} + 1)^2 + n_{M_2}^2 (n_{M_1} + 1)(n_{M_3} + 1) \\ \frac{\partial n_{M_2}}{\partial t} &= 2n_{M_1} n_{M_3} (n_{M_2} + 1)^2 - n_{M_2}^2 (n_{M_1} + 1)(n_{M_3} + 1) \\ \frac{\partial n_{M_3}}{\partial t} &= -n_{M_1} n_{M_3} (n_{M_2} + 1)^2 + n_{M_2}^2 (n_{M_1} + 1)(n_{M_3} + 1) \end{aligned} \quad (2.32)$$

## Κεφάλαιο 3 Λείζερ Πολαριτονίων

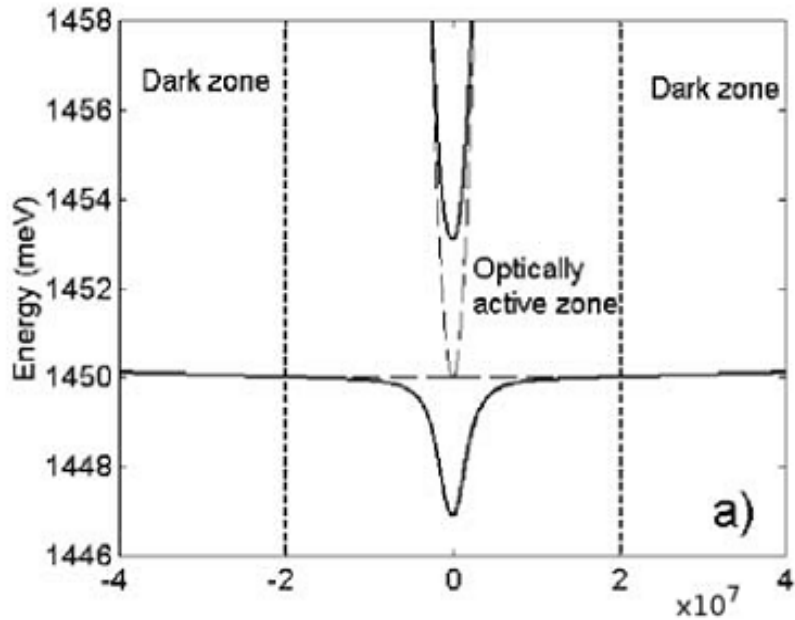
### 3.1 Σχηματισμός συμπύκνωσης πολαριτονίων

Η συμπύκνωση των πολαριτονίων είναι μια κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας του συστήματος για ένα μεγάλο εύρος από παραμέτρους. Παρόλα αυτά, τα πολαριτόνια, έχοντας πεπερασμένο χρόνο ζωής στις μικροκοιλότητες, βρίσκονται εκτός ισορροπίας. Ο εφησυχασμός των πολαριτονίων στην απότομη περιοχή του διαγράμματος διασποράς τους που τα οδηγεί στην θεμελιώδη κατάσταση είναι μια πολύ αργή διαδικασία σε σχέση με τον χρόνο ζωής τους. Η αργή ενεργειακή χαλάρωση τους σε συνδυασμό με τη γρήγορη ακτινοβολητική τους αποδιέγερση δημιουργούν το φαινόμενο “bottleneck”. Η φωτοφωταύγεια τους εκπέμπεται κυρίως από την περιοχή αυτή και έτσι ο πληθυσμός τους στην θεμελιώδη κατάσταση παραμένει αρκετά χαμηλός σε σχέση με αυτό που θα περίμενε κάποιος από τη συνάρτηση διασποράς σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας.

### 3.2 Ποιοτικά χαρακτηριστικά των πολαριτονίων

Τα εξιτόνια που δημιουργούνται από την οπτική διέγερση (χρήση laser) της μικροκοιλότητας, χαλαρώνουν ενεργειακά κατά μήκος του κάτω πολαριτονικού κλάδου, ο οποίος ακολουθεί κυρίως το διάγραμμα διασποράς του ασύζευκτου εξιτονίου, εκτός από την περιοχή όπου τα εξιτόνια και τα φωτόνια έρχονται σε ζεύξη. Στην περιοχή αυτή η πυκνότητα καταστάσεων των πολαριτονίων μειώνεται απότομα καθώς επίσης μειώνεται και η εξιτονική συνεισφορά. Στις μικροκοιλότητες οι καταστάσεις που εκπέμπουν φώς είναι οι πολαριτονικές καταστάσεις παρόλο το φαινόμενο του εντοπισμού.

Η αρχική διαδικασία περιέχει την οπτική διέγερση σε ενέργεια μακριά από τις ενέργειες συντονισμού εξιτονίου φωτονίου ή με ηλεκτρική διέγερση του ημιαγωγού. Αυτή η διέγερση δημιουργεί ηλεκτρόνια και οπές εκτός ισορροπίας τα οποία χάνουν την ενέργειά τους στη χρονική κλίμακα των picoseconds. Αυτό το αέριο ηλεκτρονίων-οπών αλληλεπιδρά ισχυρά με οπτικά φωνόνια και ψύχεται σε θερμοκρασία μικρότερη από  $\omega_{LO}/k_b T$  στην κλίμακα των picoseconds. Κατά τη διάρκεια αυτών των λίγων picoseconds μπορούν να σχηματιστούν τα εξιτόνια τα οποία θα κατανεμηθούν πληθυσμιακά κατά μήκος του διαγράμματος διασποράς τους. Ας αφήσουμε όμως για λόγους απλότητας αυτά τα πρώτα στάδια της διαδικασίας. Ας θεωρήσουμε ως αρχική κατάσταση την απευθείας άντληση των εξιτονίων από συγκεκριμένη περιοχή στον αντίστροφο χώρο. Υποθέτουμε ότι ένας τυπικός χρόνος που χρειάζεται για να επιτευχθεί αυτή η κατάσταση είναι πολύ μικρότερος από τον τυπικό χρόνο εφησυχασμού των πολαριτονίων. Έτσι το αντικείμενο που περιγράφουμε είναι ο εφησυχασμός των πολαριτονίων πηγαίνοντας δηλαδή σε διάγραμμα διασποράς που αποτελείται από δύο κλάδους. Μπορούμε να υποθέσουμε επιπλέον, ότι ο πάνω πολαριτονικός κλάδος (UPB) δεν διαδραματίζει σημαντικό ρόλο, λόγω του εκφυλισμού του με τον κάτω (LPB) σε καταστάσεις με μεγαλύτερες ενέργειες, και έτσι ο εφησυχασμός των πολαριτονίων γίνεται κυρίως στον κάτω πολαριτονικό κλάδο (LPB). Το ιδιαίτερο σχήμα του κάτω πολαριτονικού κλάδου (LPB), χαρακτηρίζει τον εφησυχασμό των πολαριτονίων.



Σχήμα 3.1 Διάγραμμα διασποράς πολαριτονίων για υψηλότερες τιμές του  $k$ . Διακρίνονται οι δύο περιοχές του διαγράμματος, η *active* και η *dark*.

Ο LPB αποτελείται από δύο διακριτές περιοχές. Στην κεντρική ζώνη, έχουμε σύζευξη των εξιτονίων με τα φωτόνια. Στην υπόλοιπη περιοχή τα εξιτόνια έχουν μεγαλύτερο κυματόνυσμα από το κυματόνυσμα του φωτός στο κενό και έτσι δεν ακτινοβολούν (dark excitons). Στην ενεργό περιοχή, ο χρόνος ζωής των πολαριτονίων είναι συνδεδεμένος με την ακτινοβολητική αποδιέγερση και είναι της τάξης των μερικών picoseconds. Στην “σκοτεινή” περιοχή τα πολαριτόνια αποδιεγείρονται μη-ακτινοβολητικά με χρόνο αποδιέγερσης της τάξης των εκατοντάδων picoseconds. Η σκοτεινή περιοχή έχει παραβολική μορφή η οποία είναι συνδεδεμένη με τη μάζα του εξιτονίου βαριάς οπής, που είναι της τάξης της μάζας των ελεύθερων ηλεκτρονίων. Η οπτικά ενεργή περιοχή είναι ισχυρά αλλοιωμένη από την σύζευξη εξιτονίων - φωτονίων. Το κέντρο της ενεργού περιοχής αντιστοιχεί σε φορείς με πολύ μικρή ενεργό μάζα (περίπου  $10^{-4}m_e$ ). Η μάζα αυτή αυξάνεται απότομα καθώς κινούμαστε σε μεγαλύτερο  $k$  μέχρι να γίνει μάζα εξιτονίου στο όριο της ενεργού με τη σκοτεινή περιοχή.

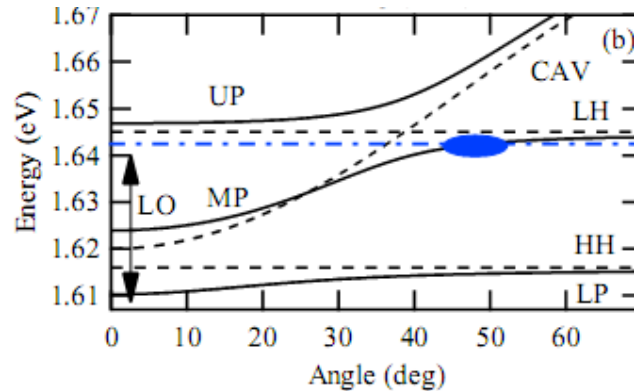
### 3.3 Τρόποι Υπερπήδησης του Bottleneck

Τα πολαριτόνια έχουν πολύ μικρό χρόνο ζωής εξαιτίας του πολύ γρήγορου ρυθμού απωλειών της μικροκοιλότητας. Στις περισσότερες περιπτώσεις, τα πολαριτόνια έχουν πολύ μικρότερο χρόνο ζωής από τον χρόνο που χρειάζεται το σύστημα για να ψυχθεί (cooling time) και να πέσει στη θεμελιώδη κατάσταση, κι έτσι το σύστημα παραμένει σε κατάσταση εκτός ισορροπίας χωρίς καλά καθορισμένη θερμοκρασία ή χημικό δυναμικό. Παρόλα αυτά όταν πηγαίνουμε σε θετικό αποσυντονισμό, δηλαδή όταν η ενέργεια του cavity mode είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια συντονισμού του εξιτονίου, το LP (lower polariton) έχει αυξημένο εξιτονικό χαρακτήρα, μεγαλύτερο χρόνο ζωής και μικρότερο cooling time, διευκολύνοντας την επιστροφή σε θερμική ισορροπία (Thermalization).

Αυτός ο πολύ μικρός χρόνος ζωής των πολαριτονίων είναι το κυριότερο εμπόδιο για την δημιουργία πολαριτονικού λέιζερ. Έτσι θα πρέπει να αναζητηθούν πιθανοί τρόποι αύξησης του χρόνου ζωής της θεμελιώδους κατάστασης.

Ένα σημείο κλειδί για τη σκέδαση στην πολαριτονική “παγίδα” ή αλλιώς την υπερπήδηση του Bottleneck είναι η αλληλεπίδραση πολαριτονίου-πολαριτονίου. Αυτό συμβαίνει όχι μόνο για τα πολαριτόνια στην περιοχή της πολαριτονικής παγίδας αλλά και για τα πολαριτόνια με μεγαλύτερο  $k$ , τα οποία έχουν περισσότερο εξιτονική συμπεριφορά. Βασική υπόθεση είναι ότι οι εξιτονικοί και πολαριτονικοί πληθυσμοί αλληλεπιδρούν αμοιβαία μόνο με σκέδαση, λόγω αλληλεπίδρασης Coulomb. Τα ακουστικά φωνόνια έχουν πολύ μικρή ταχύτητα για να επιτευχθεί σύζευξη πολαριτονίων και εξιτονίων (η διατήρηση της ενέργειας και της ορμής είναι αδύνατη) ενώ, και τα οπτικά φωνόνια αλλά και οι εξιτονικές καταστάσεις που βρίσκονται 36meV πάνω από τα πολαριτόνια με  $k=0$ , δεν είναι κατελιμμένες. Παρόλα αυτά η αλληλεπίδραση εξιτονίου-εξιτονίου είναι αρκετά ισχυρή και έτσι γίνεται εφικτή η αμοιβαία ανταλλαγή ενέργειες για την κατάληξη στη θεμελιώδη στάθμη με  $k=0$ .

Ένας άλλος τρόπος υπερπήδησης του Bottleneck είναι η ταλάντωση του πλέγματος δημιουργώντας οπτικά φωνόνια για να σκεδάσουν τα πολαριτόνια μέσα στην παγίδα[53]. Αυτό γίνεται με άντληση σε ενέργεια που διαφέρει από την ενέργεια του LPB για  $k=0$  όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.2 . Η διαφορά αυτή των ενεργειών είναι όπως αναφέραμε και νωρίτερα 36meV για το GaAs.



**Σχήμα 3.2:** Συντονισμένη οπτική διέγερση σε ενέργεια 36meV πάνω από την ενέργεια του LPB για  $k=0$ , με σκοπό τη σκέδαση των φορέων απευθείας στη θεμελιώδη στάθμη μέσω οπτικών φωνονίων.

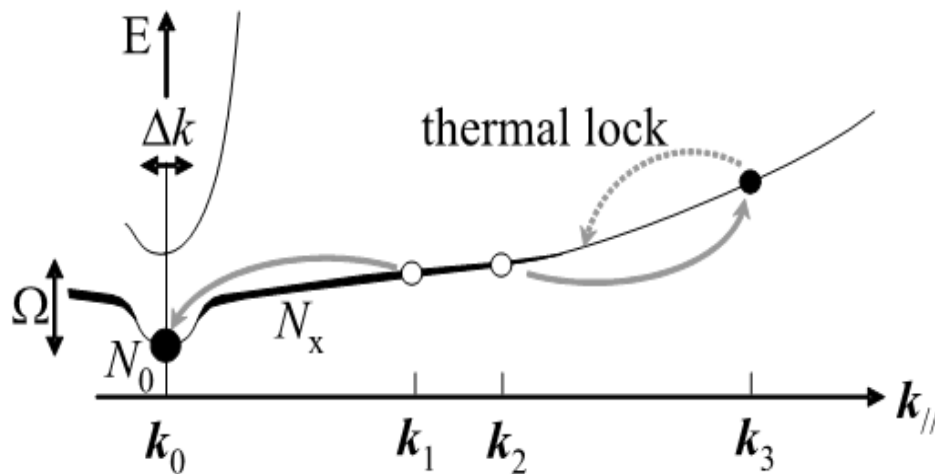
Τέλος αυξάνοντας τον παράγοντα ποιότητας της μικροκοιλότητας αυξάνουμε το χρόνο ζωής των πολαριτονίων και έτσι δίνουμε περισσότερο χρόνο στο σύστημα ώστε να γίνουν σκεδάσεις και να οδηγήσουν τους φορείς στην πολαριτονική παγίδα δηλαδή στις χαμηλότερες ενεργειακές καταστάσεις.

### 3.4 Λέιζερ Πολαριτονίων χωρίς κατώφλι λειτουργίας

Έχουμε κάνει ήδη την εισαγωγή για το λέιζερ πολαριτονίων σαν οπτοηλεκτρονική συσκευή βασισμένη στην αυθόρμητη εκπομπή σύμφωνου φωτός από τη συμπύκνωση Bose στις μικροκοιλότητες.



Στο λέιζερ πολαριτονίων η απορρόφηση στο μήκος κύματος εκπομπής είναι πολύ μικρή, ακόμα και σε πολύ χαμηλές πυκνότητες εξιτονίων. Ο ιονισμός των πολαριτονίων από την πολαριτονική παγίδα εμποδίζεται από τη γρήγορη χαλάρωση των εξιτονίων υψηλής ενέργειας και έτσι σχηματίζεται ένα τείχος (thermal lock) που εμποδίζει την επιπλέον ψύξη του συστήματος ώστε να επιτευχθεί θερμοδυναμική ισορροπία. Η ισχυρή σύζευξη επιτρέπει στη μεγάλη δεξαμενή εξιτονίων να προσδώσει ενίσχυση η οποία παρουσιάζεται σε ενέργειες υψηλότερες από τα ακτινοβολητικά πολαριτόνια. Η σκέδαση ανά ζεύγη χωρίζει τις διαδικασίες της απορρόφησης και της εκπομπής μέσω του ελέγχου της ενεργειακής κατανομής των εξιτονίων, σε αντίθεση με τα κοινά lasers για τα οποία η απορρόφηση και η εκπομπή συνδέονται πολύ στενά.



Σχήμα 3.3 Το εμπόδιο (thermal lock) στην επιπλέον ψύξη του συστήματος λόγω της σκέδασης εξιτονίου-εξιτονίου.

Σαν αποτέλεσμα αυτού, για να λάβει χώρα η ενίσχυση δεν χρειάζεται μεγάλη συγκέντρωση φορέων ώστε να αναστραφεί ο πληθυσμός τους και έτσι η αναγκαία συνθήκη αναστροφής πληθυσμών που χρειάζονται τα συμβατικά lasers μπορεί να αγνοηθεί. Η αρχή λειτουργίας για τα συμβατικά lasers βασίζεται στην εξαναγκασμένη εκπομπή φωτονίων μέσω της επανασύνδεσης ηλεκτρονίου-οπής, ενώ τα laser πολαριτονίων λειτουργούν μέσω της

εξαναγκασμένης πτώσης των πολαριτονίων στη θεμελιώδη κατάσταση κατά μήκος του παράλληλου διαγράμματος διασποράς (οδηγώντας στην ακαριαία εκπομπή φωτονίου). Η λειτουργία laser συμβαίνει όταν πάνω από ένα πολαριτόνια βρεθούν στην παγίδα και ο ρυθμός σκέδασης ζευγών τους γίνει εξαναγκασμένος λόγω της κατάληψης της θεμελιώδους στάθμης. Η ακολουθία αυτή με τη σειρά της εξαρτάται από τη δύναμη σκέδασης, την συγκέντρωση των εξιτονίων, τον παράγοντα ποιότητας της μικροκοιλότητας και το διάγραμμα διασποράς των πολαριτονίων, όλα εκ των οποίων μπορούν, μέσω υπολογισμών, να γίνουν πράξη με τον προσεχτικό σχεδιασμό της δομής.

Το λέιζερ πολαριτονίων λειτουργεί καλά μέχρι ο πολλαπλασιασμός των φορέων να προκαλέσει επιπλέον διεύρυνση στο φάσμα του εξιτονίου (broadening of exciton transition), η οποία με τη σειρά της προκαλεί κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης και καταστροφή της πολαριτονικής παγίδας.

Τέλος ένα πρότυπο σύστημα μικροκοιλότητας για λέιζερ πολαριτονίων πρέπει να έχει τα ακόλουθα :

- Κοιλότητα με πολύ μεγάλο παράγοντα ποιότητας (Q) ώστε να επιτυγχάνεται ο μεγαλύτερος χρόνος ζωής των φωτονίων της κοιλότητας και των πολαριτονίων.
- Μεγάλη ενεργό διατομή σκέδασης μεταξύ πολαριτονίου-φωτονίου και πολαριτονίου-πολαριτονίου ώστε να επιτυγχάνεται ταχύτερα η επιστροφή σε θερμική ισορροπία (Thermalization).
- Εξιτόνια με μικρή ακτίνα Bohr και μεγάλη ενέργεια δέσμευσης ώστε να επιτυγχάνεται υψηλή πυκνότητα κορεσμού των εξιτονίων.
- Ισχυρή ζεύξη εξιτονίου-φωτονίου ώστε να έχουμε σταθερότητα όταν το σύστημα βρίσκεται σε καθεστώς ισχυρής σύζευξης, το οποίο χρειάζεται και μεγάλο oscillator strength αλλά και μεγάλη επικάλυψη του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου με τα κβαντικά πηγάδια.

## Κεφάλαιο 4 Χαρακτηριστικά της οπτικής διάταξης του πειράματος

Σκοπός των πειραμάτων όπως έχουμε αναφέρει και στην εισαγωγή είναι η επίτευξη συσκευής λέιζερ πολαριτονίων με ηλεκτρική άντληση . Δηλαδή μιας συσκευής που να μπορεί να λειτουργήσει εκτός εργαστηρίου, σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, σε διάφορες εφαρμογές της τεχνολογίας. Η πραγματοποίηση μιας τέτοιας συσκευής συναντάει όμως ένα πολύ βασικό εμπόδιο που είναι η εμφάνιση του bottleneck effect κατά την χαλάρωση των φορέων στις ενεργειακές καταστάσεις.

Για την αντιμετώπιση αυτού του εμποδίου, δηλαδή τον υπερκερασμό της περιοχής του bottleneck από του φορείς κατευθυνθήκαμε σε δύο άξονες. Ο πρώτος έχει να κάνει με τον χρόνο ζωής των φορέων μέσα στη μικροκοιλότητα, δηλαδή έπρεπε να δώσουμε στο σύστημα αρκετό χρόνο για να υπάρξουν οι απαραίτητες σκεδάσεις στους φορείς, ώστε να καταφέρουν να χάσουν το πλεόνασμα ενέργειας και να πέσουν στη θεμελιώδη κατάσταση (ground state). Ο δεύτερος αφορά την εύρεση ενός μηχανισμού σκέδασης με οπτικά φωνόνια, ο οποίος θα μπορεί να σκεδάζει απευθείας τους φορείς από καταστάσεις μεγαλύτερης ενέργειας στην θεμελιώδη.

Στην παρούσα εργασία θα παρουσιάσουμε κυρίως πειραματικά αποτελέσματα που έχουν να κάνουν με την περιγραφή χαλάρωσης των φορέων σε δείγμα όπου η μικροκοιλότητα έχει πολύ υψηλό παράγοντα ποιότητας (Q factor) το οποίο συμπεριλαμβάνεται στον πρώτο άξονα αντιμετώπισης του bottleneck effect και στην ουσία αυξάνει το χρόνο ζωής των πολαριτονίων ώστε να γίνουν οι απαραίτητες σκεδάσεις.

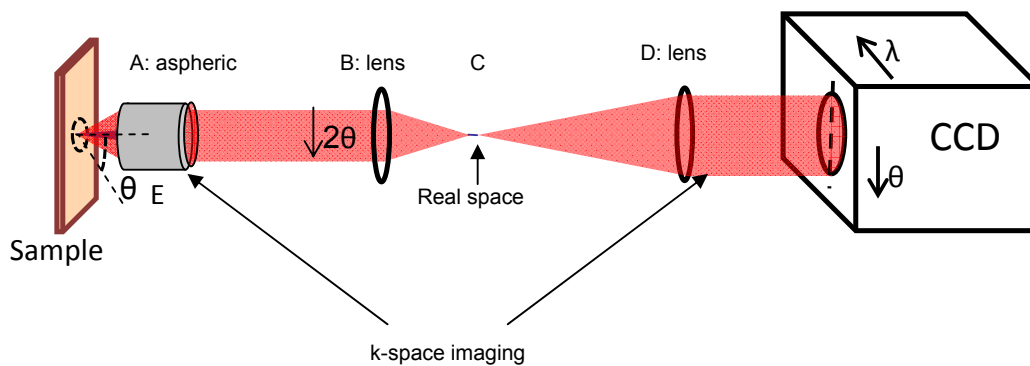
#### 4.1 Πειραματική Διάταξη Απευθείας Απεικόνισης (Single-shot Dispersion Imaging)

Η οπτική διάταξη αναπτύχθηκε με σκοπό την in-situ καταγραφή της ενέργειας διασποράς των πολαριτονίων συναρτήσει της γωνίας. Στην πραγματικότητα πρόκειται για μέθοδο απεικόνισης στον χώρο των  $\vec{k}$ . Η τεχνική αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί τόσο για την περίπτωση οπτικής όσο και ηλεκτρικής άντλησης των μικροκυκλοτήτων. Πέρα από τη συστηματική καταγραφή της ενέργειας διασποράς των πολαριτονίων, η μέθοδος αυτή μπορεί να δώσει πληροφορία για τον πραγματικό πληθυσμό των πολαριτονίων κατά μήκος των πολαριτονικών κλάδων καθώς και για την δυναμική αποδιέγερσης των πολαριτονίων.

Το Σχήμα 4.1 δείχνει την πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε. Εκτός από τον κρυοστάτη στον οποίο τοποθετείται το δείγμα, προκειμένου να είναι δυνατός ο χαρακτηρισμός του σε διάφορες θερμοκρασίες, και το φασματογράφο, για την εκτέλεση του πειράματος απαιτείται ένας ασφαιρικός φακός και δύο απλοί φακοί των 2". Ο ασφαιρικός φακός τοποθετείται σε απόσταση ίση με το εστιακό του μήκος. Ο ρόλος του είναι να συλλέγει το εκπεμπόμενο φως και να το μετατρέπει σε παράλληλη δέσμη καθώς επίσης και να το απεικονίζει στο χώρο των  $k$  (k-space imaging). Η δέσμη αυτή στη συνέχεια κατευθύνεται στο φακό που βρίσκεται στο σημείο B ο οποίος την εστιάζει στο σημείο C πετυχαίνοντας απεικόνιση πραγματικού χώρου (real space imaging). Στη συνέχεια η δέσμη ανοίγει ξανά και μέσω του φακού στο σημείο D μετατρέπεται ξανά σε παράλληλη δέσμη η οποία ευθυγραμμίζεται στη σχισμή του φασματογράφου. Ο ρόλος του φακού στο σημείο D πέρα από τη δημιουργία παράλληλης δέσμης πραγματοποιεί και απεικόνιση στον χώρο των  $\vec{k}$ . Το μέρος της δέσμης που διαπερνά τη σχισμή του φασματογράφου και αναλύεται, περιλαμβάνει όλη την

φασματική πληροφορία που σχετίζεται με την εκπομπή φωτός από τη μικροκοιλότητα σε διαφορετικές γωνίες και επομένως από διαφορετικά σημεία της ενέργειας διασποράς των πολαριτονίων. Έτσι, η τεχνική αυτή μας παρέχει αφενός την πραγματική ενέργεια διασποράς των πολαριτονίων σε συνάρτηση με τη γωνία και αφετέρου μια συστηματική και αξιόπιστη καταγραφή των φασμάτων εκπομπής σε κάθε γωνία.

Το μέγιστο εύρος των γωνιών που μπορούμε να συλλέξουμε εξαρτάται από το numerical aperture του ασφαιρικού φακού που χρησιμοποιείται. Στο συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκε ασφαιρικός φακός με numerical aperture 0.546 με δυνατότητα συλλογής φωτός σε γωνίες  $\sim \pm 30^\circ$  μοίρες.



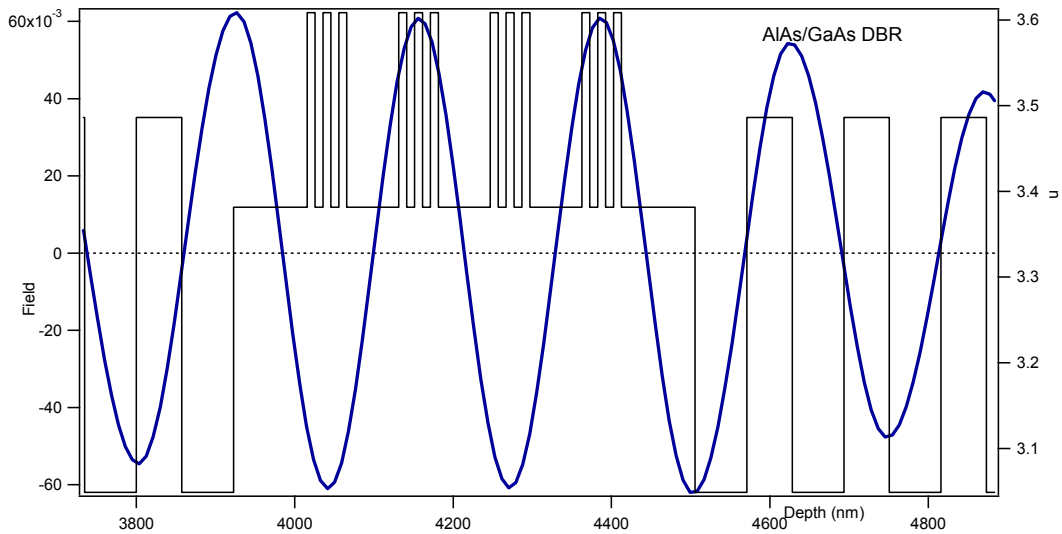
Σχήμα 4.1 Αναπαράσταση της οπτικής διάταξης για την απεικόνιση της ενέργειας διασποράς των πολαριτονίων.

Γενικότερα η ποιότητα και τα χαρακτηριστικά του ασφαιρικού φακού 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.

Επιπλέον για την περαιτέρω ακρίβεια στις μετρήσεις μας χρησιμοποιήσαμε μια οπή (pin hole) διαμέτρου 100μm την οποία τοποθετήσαμε στο σημείο εστίασης C. Η χρήση της οπής (special filtering) έγινε για την συλλογή φωτός από ένα μικρό σημείο του δείγματος άσχετα με το μέγεθος του σημείου εστίασης (spot size) της δέσμης διέγερσης. Έτσι μπορούμε να έχουμε καλύτερη εκτίμηση πχ. της έντασης κατωφλίου διότι η συλλογή φωτός μπορεί να γίνει από το κέντρο της περιοχής διέγερσης, λαμβάνοντας υπόψη το προφίλ του παλμού διέγερσης (πχ Gaussian profile) .

#### **4.2 Περιγραφή της δομής του δείγματος**

Το δείγμα στο οποίο έγιναν τα πειράματα ανακλαστικότητας αναπτύχθηκε με μοριακή επίταξη (MBE) πάνω σε υπόστρωμα GaAs και αποτελείται από μια οπτική κοιλότητα μήκους  $5/2 \lambda$  κατασκευασμένη από δύο κάτοπτρα DBR πολύ υψηλής ανακλαστικότητας ανάμεσα στα οποία έχουν τοποθετηθεί δώδεκα κβαντικά πηγάδια. Ακολουθεί πιο αναλυτικά η δομή του υπ' αριθμόν #962 δείγματος το οποίο φαίνεται και στο Σχήμα 4.2.



**Σχήμα 4.2** Προσομοίωση της δομής του δείγματος #962 και των ταλαντώσεων του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στη μικροκοιλότητα. Τα κβαντικά πηγάδια είναι τοποθετημένα στα μέγιστα του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου

Τα DBRs αποτελούνται από 35 (κάτω) και 32(πάνω) ζεύγη στρωμάτων AlAs / GaAs ενώ ανάμεσα στα κάτοπτρα έχουν τοποθετηθεί τέσσερις συστοιχίες των τριών GaAs κβαντικών πηγαδιών (12 QWs) τα οποία χωρίζονται μεταξύ τους με φράγμα από  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  δηλαδή με πρόσμιξη 30% Al σε GaAs. Κάθε κβαντικό πηγάδι έχει πάχος 10nm.

Επιπλέον τα κβαντικά πηγάδια είναι τοποθετημένα στα μέγιστα του ηλεκτρικού πεδίου για καλύτερη ζεύξη των εξιτονίων με τον τρόπο ταλάντωσης της κοιλότητας(cavity mode).

Με τον όρο καλύτερη ζεύξη εννοούμε την μεγαλύτερη τιμή του oscillator strength ( $f$ ) που, όπως θα δούμε στη συνέχεια, είναι ένας πολύ σημαντικός παράγοντας. Ο παράγοντας ποιότητας της κοιλότητας όπως αρχικά είχε σχεδιαστεί ήταν πολύ υψηλός περίπου 10000 αλλά τέλικά υπολογίστηκε πειραματικά περίπου 5000 λόγω της περιορισμένης ακρίβειας του φασματογράφου.

# Κεφάλαιο 5 Πειραματικά Αποτελέσματα και Σχολιασμός

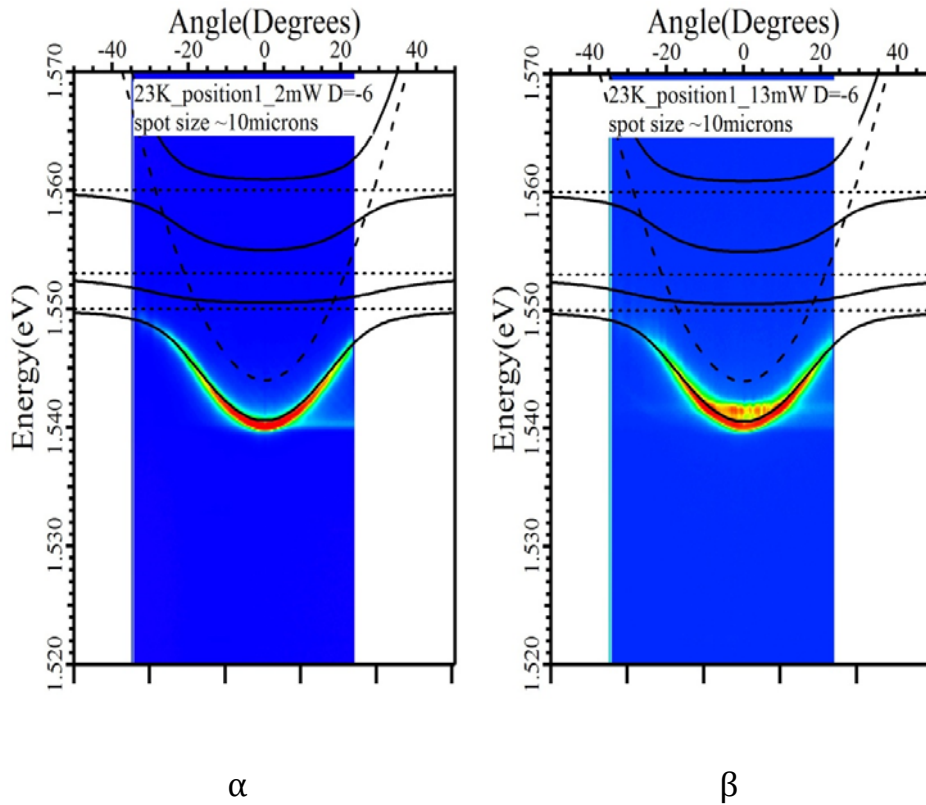
## 5.1 Πολαριτονικό Laser σε χαμηλές θερμοκρασίες (23K)

Με τη πειραματική διάταξη που περιγράψαμε παραπάνω καταφέραμε να αποτυπώσουμε τη δράση πολαριτονικού Laser στη θερμοκρασία των 23 Kelvin.

Οι εικόνες στο Σχήμα 5.1 δείχνουν το διάγραμμα διασποράς των πολαριτονικών κλάδων υπό τη μη συντονισμένη οπτική διέγερση (non-resonant excitation) με πολύ χαμηλή ισχύ σε σχέση με το κατώφλι της δράσης laser στο  $\alpha$  και με ισχύ λίγο μεγαλύτερη από την ισχύ κατωφλίου στο  $\beta$ .

Όπως φαίνεται στις εικόνα  $\alpha$  του Σχήματος 5.1 το φώς εκπέμπεται κυρίως από τον κάτω πολαριτονικό κλάδο με ενισχυμένη συγκέντρωση πληθυσμού κοντά στο  $k=0$ . Πηγαίνοντας σε ισχύ διέγερσης υψηλότερη από το κατώφλι λειτουργίας στην εικόνα  $\beta$  παρατηρούμε ότι η δράση πολαριτονικού laser συμβαίνει από καταστάσεις μεγαλύτερης ενέργειας από τη θεμελιώδη κατάσταση. Για να εξακριβώσουμε ποια είναι η κατάσταση από την οποία έχουμε την εκπομπή χρησιμοποιήσαμε την τεχνική της επιλεκτικής συλλογής φωτός με τη χρήση του pinhole όπως αναλύσαμε πιο πάνω.

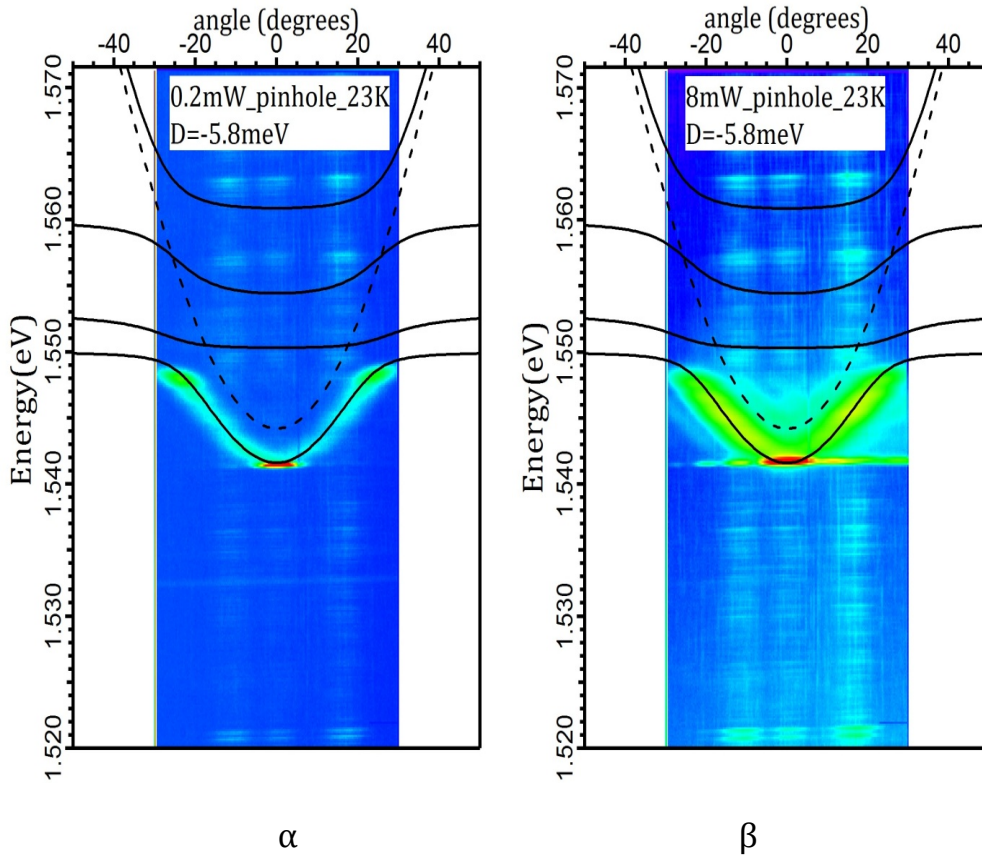




Σχήμα 5.1 Πολαριτονικό laser. Διάγραμμα διασποράς πολαριτονίων στους 23K υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση. α) πολύ χαμηλή ισχύς διέγερσης β) ισχύς διέγερσης μεγαλύτερη του κατωφλίου

Κάνοντας χρήση της τεχνικής αυτής αποδείξαμε ότι το φώς προέρχεται από τη θεμελιώδη κατάσταση με  $k=0$  όπου και έχουμε δράση laser όπως φαίνεται στο σχήμα 5.2. Οι εικόνες όπως φαίνονται στο σχήμα 5.2 είναι αποτυπωμένες με τη χρήση του pinhole, δηλαδή η συλλογή φωτός γίνεται από συγκεκριμένη περιοχή διέγερσης. Έτσι μπορούμε να κάνουμε ένα “φιλτράρισμα” στο φώς που εκπέμπεται από όλα τα σημεία της περιοχής που διεγείρουμε και να συλλέξουμε φώς από μία πολύ μικρή περιοχή του δείγματος. Αυτή η περιοχή επιλέγεται συνήθως να είναι όσο το δυνατόν πλησιέστερα στο κέντρο της διεγυριόμενης περιοχής ώστε να μπορούμε αφενός να κάνουμε μια γρήγορη εκτίμηση του κατωφλίου και αφετέρου να μην προσφέρουμε περαιτέρω θερμοκρασία στο δείγμα και αλλοιώνουμε τις συνθήκες πηγαίνοντας το σε διαφορετικό αποσυντονισμό Δ. Γνωρίζοντας ότι η δέσμη του

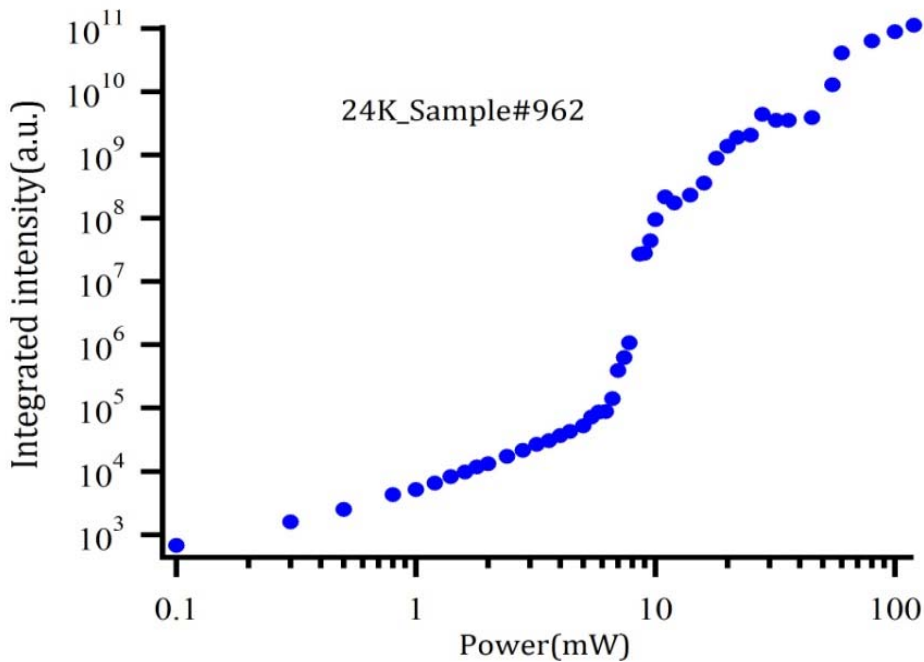
laser διέγερσης έχει Gaussian προφίλ στο κεντρικό σημείο θα έχουμε μεγαλύτερη ισχύ .



Σχήμα 5.2: Πολαριτονικό laser .Διάγραμμα διασποράς πολαριτονίων στους 23K υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση με τη χρήση pinhole. α) πολύ χαμηλή ισχύς διέγερσης β) ισχύς διέγερσης μεγαλύτερη του κατωφλίου

Άρα το κεντρικό σημείο θα ανταποκριθεί πρώτο στη δράση laser. Συνεχίζοντας την περιγραφή των εικόνων στο σχήμα 5.2 μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι στο  $\alpha$  η κατανομή του πληθυσμού των πολαριτονίων είναι ενισχυμένη σε γωνία 0 μοίρες, δηλαδή στο σημείο που αντιστοιχεί σε  $k=0$  , και στις γωνίες  $\sim \pm 22$  μοίρες όπου είναι εμφανές το σημείο του bottleneck. Στο  $\beta$  βλέπουμε ότι έχει σπάσει το φράγμα που δημιουργεί το bottleneck και το φως εκπέμπεται από τη θεμελιώδη κατάσταση ( $k=0$ ) με χαρακτηριστικά δράσης laser.

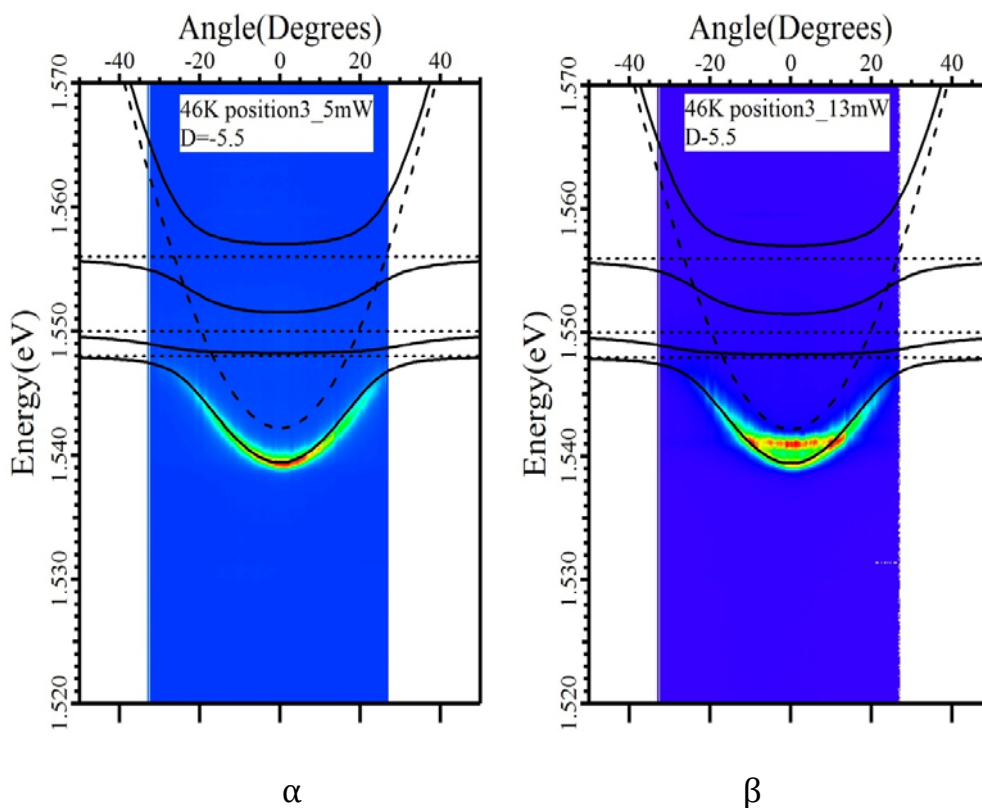
Για την περαιτέρω μελέτη της δράσης laser έγιναν πειράματα μέτρησης της ολοκληρωμένης έντασης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας από την κατάσταση με  $k=0$  συναρτήσει της ισχύος της δέσμης οπτικής διέγερσης. Οι μετρήσεις αυτών των πειραμάτων αποτυπώνονται στο σχήμα 5.3. Όπως βλέπουμε η κλίμακα και των δύο αξόνων είναι λογαριθμική και έτσι παρατηρούμε την S-συμπεριφορά της εκπεμπόμενης έντασης που είναι χαρακτηριστική για συστήματα που έχουμε δράση laser. Επίσης μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι το κατώφλι λειτουργίας βρίσκεται περίπου στα 7 mW με μέγεθος περιοχής διέγερσης (spot size) υπολογισμένο στα 40μm. Το κατώφλι χαρακτηρίζεται από την ισχύ που αντιστοιχεί στην έναρξη της μη-γραμμικής αύξησης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας. Αξίζει να αναφερθεί ότι αυτή η τιμή κατωφλίου είναι η μικρότερη που έχει



Σχήμα 5.3: Γραφική παράσταση της ολοκληρωμένης έντασης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας από την κατάσταση με  $k=0$  συναρτήσει της ισχύος της δέσμης οπτικής διέγερσης.

επιτευχθεί μέχρι σήμερα συγκριτικά με τις τιμές της στην βιβλιογραφία [54].

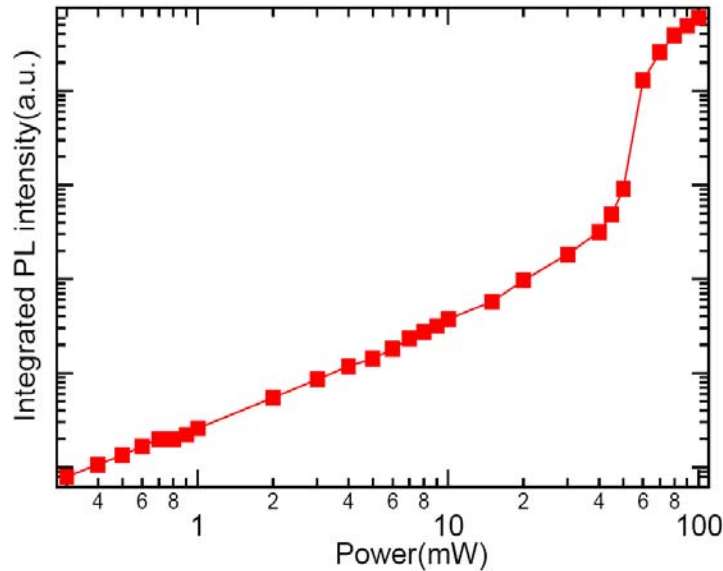
Στη συνέχεια πραγματοποιήθηκαν πειράματα σε μεγαλύτερες θερμοκρασίες. Πηγαίνοντας στη θερμοκρασία των 46K πήραμε τις εικόνες-φάσματα που φαίνονται στο σχήμα 5.4.



**Σχήμα 5.4:** Πολαριτονικό laser. Διάγραμμα διασποράς πολαριτονίων στους 46K υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση. α) πολύ χαμηλή ισχύς διέγερσης β) ισχύς διέγερσης μεγαλύτερη του κατωφλίου.

Παρατηρούμε ότι πάλι την ίδια εικόνα όπως και στους 23K. Δηλαδή ότι η δράση laser συμβαίνει σε μεγαλύτερες ενέργειες από τη θεμελιώδη. Δυστυχώς δεν έχουμε καταφέρει να πάρουμε καλή εικόνα με τη χρήση του pinhole παρόλα αυτά η εμπειρία μας έχει δείξει ότι έχουμε εκπομπή laser από τη θεμελιώδη κατάσταση και η

συμπεριφορά της εκπομπής είναι ακριβώς αντίστοιχη με αυτήν στους 23K. Στο σχήμα 5.5 φαίνονται οι μετρήσεις της ολοκληρωμένης έντασης εκπομπής συναρτήσει της ισχύος του laser άντλησης.



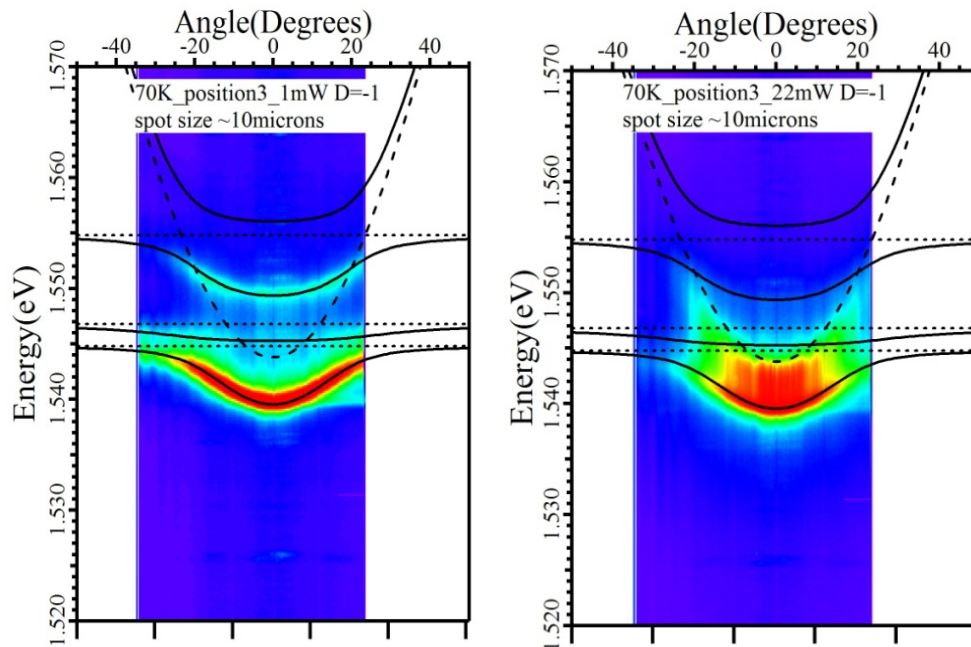
Σχήμα 5.5: Γραφική παράσταση της ολοκληρωμένης έντασης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας από την κατάσταση με  $k=0$  συναρτήσει της ισχύος της δέσμης οπτικής διέγερσης.

Η ισχύς κατωφλίου σε αυτήν την περίπτωση είναι περίπου 40mW και η αύξηση αυτή οφείλεται κυρίως στο μεγαλύτερο μέγεθος του spot διέγερσης που εκτιμάται περίπου στα 70 $\mu$ m.

## 5.2 Πολαριτονικό laser υψηλότερες θερμοκρασίες

Η συνέχεια των πειραμάτων είχε σκοπό την επίτευξη πολαριτονικού laser σε υψηλότερες θερμοκρασίες και πιο συγκεκριμένα στους 70K. Οι εικόνες που πήραμε, οι οποίες αντιστοιχούν στα διαγράμματα

διασποράς όπως έχουμε ήδη αναφέρει φαίνονται στο σχήμα 5.6 και σχήμα 5.7.

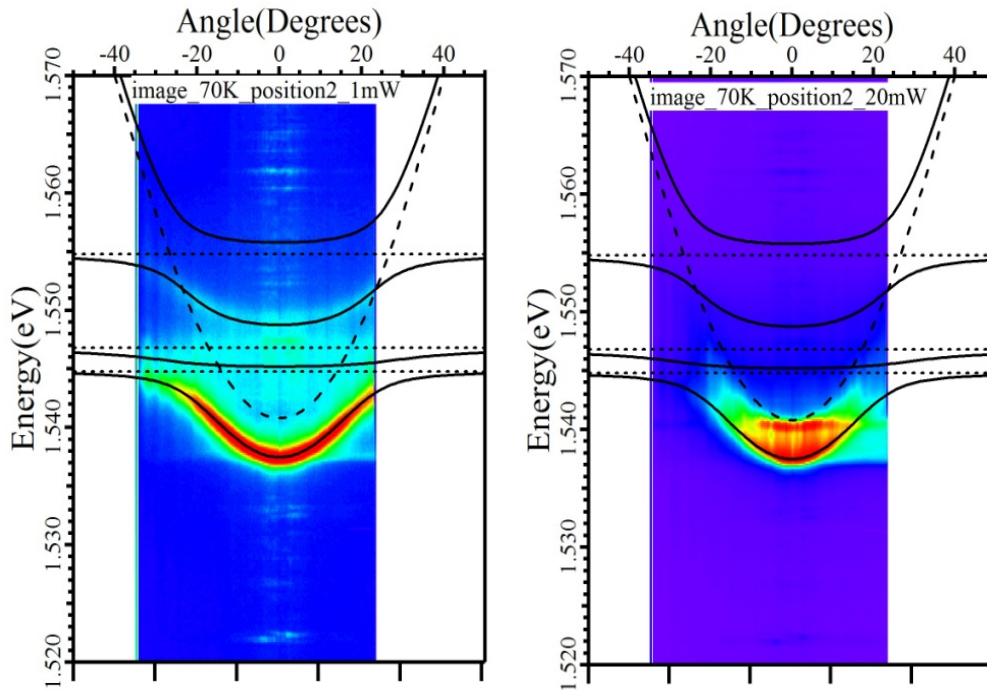


**Σχήμα 5.6:** Διάγραμμα διασποράς πολαριτονίων στους 70K υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση με  $\Delta=-1$  meV. α) πολύ χαμηλή ισχύς διέγερσης β) ισχύς διέγερσης μεγαλύτερη του κατωφλίου. Κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης.

Το σχήμα 33 περιγράφει το διάγραμμα διασποράς των πολαριτονίων στου 70K υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση και σε συνθήκες αποσυντονισμού  $\Delta=-1$ meV . Στο α φαίνεται το πώς κατανέμονται οι πληθυσμοί κάτω από διέγερση πολύ χαμηλής ισχύος (1mW) ενώ στο β σε ισχύ πάνω από την ισχύ κατωφλίου (22mW). Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε το ενεργειακό σημείο της δράσης laser αυτή τη φορά δεν προέρχεται από πολαριτονικές καταστάσεις αλλά από καταστάσεις που ανήκουν στο διάγραμμα διασποράς των ασύζευκτων φωτονίων (διακεκομμένες γραμμές). Το γεγονός αυτό μας επισημαίνει ότι το σύστημα μας πλέον έχει περάσει σε καθεστώς ασθενούς σύζευξης. Δεν μπορούμε πλέον να μιλάμε για πολαριτονικό laser αλλά για laser που προέρχεται από επανασύνδεση ηλεκτρονίων και οπών, μηχανισμός που περιγράφει τα συμβατικά lasers. Η



συνέχεια της προσπάθειάς μας αφορά την πιθανή εύρεση κάποιων συνθηκών σε αυτή τη θερμοκρασία ώστε να καταφέρουμε να πετύχουμε πολαριτονικό laser. Έτσι αλλάξαμε τον αποσυντονισμό σε  $\Delta=-4.5\text{meV}$ . Το σχήμα 5.7 περιγράφει αυτήν την κατάσταση.



Σχήμα 5.7: Διάγραμμα διασποράς πολαριτονίων στους 70K υπό μη συντονισμένη οπτική διέγερση με  $\Delta=-4.5\text{meV}$ . α) πολύ χαμηλή ισχύς διέγερσης β) ισχύς διέγερσης μεγαλύτερη του κατωφλίου.  
Κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης.

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε και σε αυτές τις συνθήκες η ενέργεια εκπομπής της δράσης laser ταυτίζεται πάλι με την καμπύλη διασποράς των φωτονίων. Αυτό καθιστά σαφές όπως και πριν ότι το σύστημα έχει αλλάξει κατάσταση και έχει περάσει σε αυτήν της ασθενούς αλληλεπίδρασης μεταξύ φωτονίων και εξιτονίων.

Λόγο της κατασκευαστικής σχεδίασης του δείγματος δεν μας δίνεται η δυνατότητα να πάμε σε αρνητικότερο αποσυντονισμό ώστε να ερευνήσουμε τη συμπεριφορά σε άλλες συνθήκες.

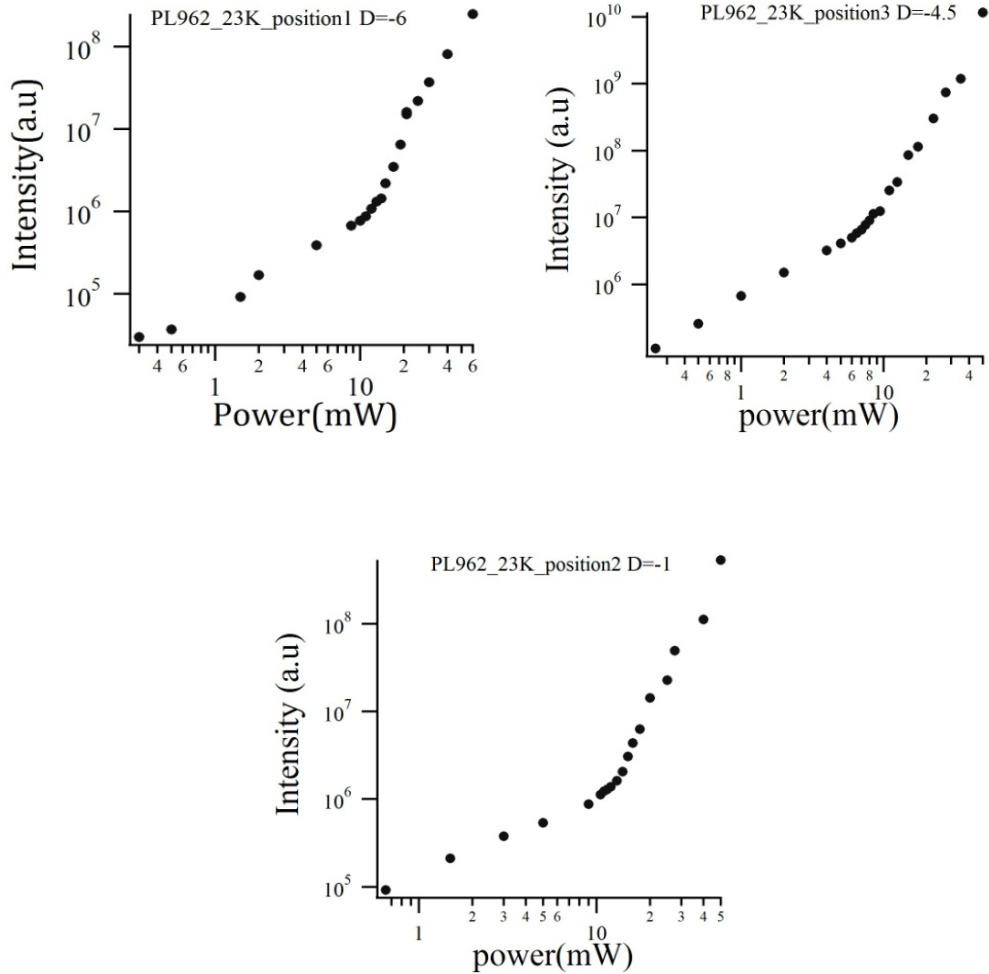
Παρόλα αυτά δεν μπορούμε να εξηγήσουμε απευθείας γιατί έχουμε κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης στους 70K. Κάποιες ερμηνείες έχουν δοθεί στο επόμενο κεφάλαιο.

### **5.3 Προσδιορισμός και σύγκριση Ισχύος Κατωφλίου**

Σε αυτή την παράγραφο θα περιγράψουμε μετρήσεις από πειράματα που έγιναν με σκοπό τη σύγκριση της ισχύος κατωφλίου στις θερμοκρασίες που μελετήσαμε και παραπάνω.

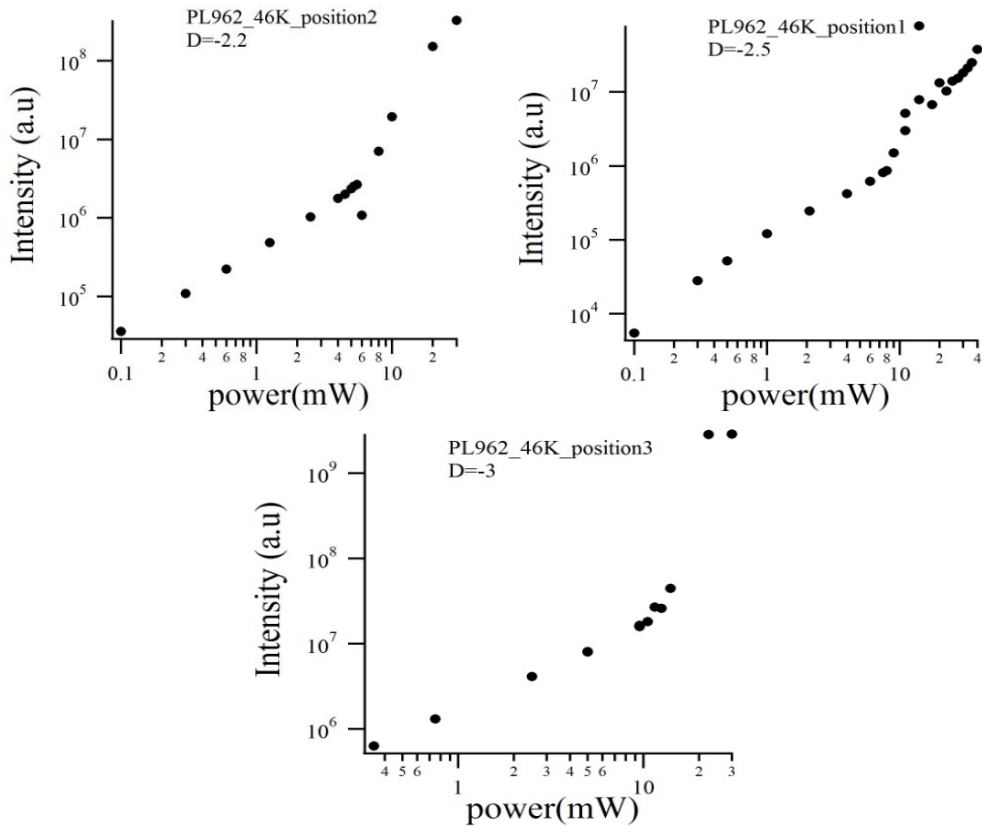
Έτσι πήραμε μετρήσεις της ολοκληρωμένης έντασης εκπομπής συναρτήσει της ισχύος διέγερσης. Οι μετρήσεις φαίνονται στα σχήματα 5.8,5.9,5.10 .





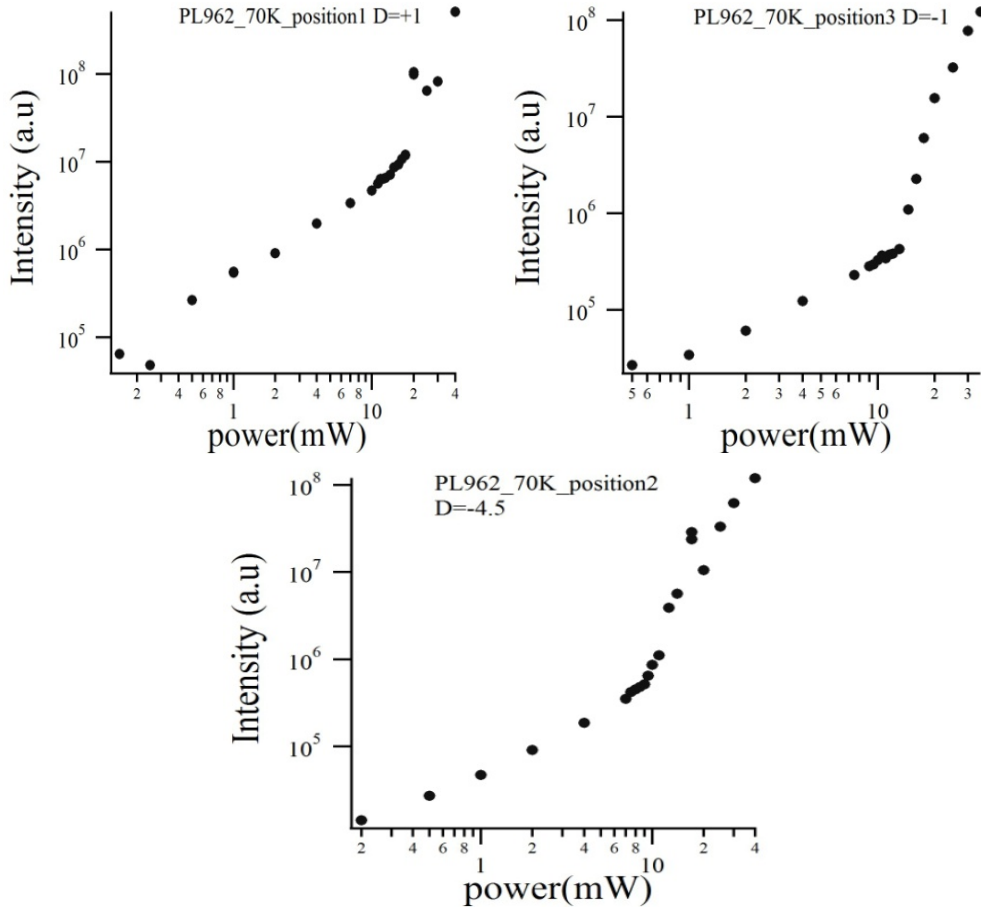
Σχήμα 5.8: Γραφικές παραστάσεις της ολοκληρωμένης έντασης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας από την κατάσταση με  $k=0$  συναρτήσει της ισχύος της δέσμης οπτικής διέγερσης .

Το σχήμα 5.8 περιγράφει τις τιμές της ολοκληρωμένης έντασης συναρτήσει της ισχύος οπτικής διέγερσης σε τρεις διαφορετικές τιμές αποσυντονισμού  $\Delta$ . Στην πρώτη όπου  $\Delta=-6\text{meV}$  παρατηρούμε ότι η ισχύς κατωφλίου είναι περίπου  $9\text{mW}$ . Στη δεύτερη με  $\Delta=-4.5\text{mW}$  έχουμε ισχύ κατωφλίου περίπου  $7\text{mW}$  και στην Τρίτη όπου  $\Delta=-1\text{meV}$  το κατώφλι βρίσκεται περίπου στα  $12\text{mW}$ .



Σχήμα 5.9: Γραφικές παραστάσεις της ολοκληρωμένης έντασης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας από την κατάσταση με  $k=0$  συναρτήσει της ισχύος της δέσμης οπτικής διέγερσης.

Οι τιμές αυτές δείχνουν ότι ίσως το σύστημα να προτιμάει να βρίσκεται σε αποσυντονισμό κοντά στην τιμή  $\Delta=-4.5\text{meV}$  αφού εκεί έχουμε την χαμηλότερη τιμή κατωφλίου. Συνεχίζοντας στο σχήμα 5.9, όπου έχουμε πάρει αντίστοιχη σειρά μετρήσεων, περιγράφονται οι τιμές κατωφλίου στη θερμοκρασία των 46K. Στην πρώτη εικόνα και σε τιμή αποσυντονισμού  $\Delta=-2.2\text{meV}$  παρατηρούμε ότι το κατώφλι βρίσκεται σε ισχύ περίπου 6mW, στην δεύτερη για  $\Delta=-2.5\text{meV}$  έχουμε κατώφλι σε ισχύ περίπου 8mW, ενώ στην Τρίτη σε  $\Delta=-3\text{meV}$  έχουμε κατώφλι δράσης laser σε ισχύ περίπου 12mW. Οι τιμές αυτές μας οδηγούν στο συμπέρασμα ότι το σύστημα στους 46 K προτιμάει να βρίσκεται σε τιμή αποσυντονισμού κοντά σε  $\Delta=-2.2\text{meV}$  και ίσως σε τιμές πιο κοντά στον μηδενικό αποσυντονισμό.



Σχήμα 5.10: Γραφικές παραστάσεις της ολοκληρωμένης έντασης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας από την κατάσταση με  $k=0$  συναρτήσει της ισχύος της δέσμης οπτικής διέγερσης.

Αξίζει να σχολιαστεί σε αυτό το σημείο ότι στις παραπάνω μετρήσεις το σύστημα παρέμενε σε ισχυρή σύζευξη παρόλο που χρησιμοποιήσαμε υψηλές τιμές ισχύος διέγερσης.

Πηγαίνοντας σε υψηλότερη θερμοκρασία τα πράγματα δεν φαίνονται να αλλάζουν ουσιαστικά παρόλο που όταν ξεπεράσουμε το κατώφλι δεν έχουμε πλέον διατήρηση της ισχυρής σύζευξης. Η δράση laser όπως περιγράψαμε παραπάνω οφείλεται σε επανασύνδεση ηλεκτρονίων και οπών και όχι σε δράση laser από πολαριτονικές καταστάσεις. Στην πρώτη εικόνα του σχήματος 5.10 παρατηρούμε ότι η ισχύς κατωφλίου είναι περίπου 16mW σε αποσυντονισμό  $\Delta=+1\text{meV}$ , στη δεύτερη εικόνα έχουμε περίπου την

ίδια ισχύ κατωφλίου 16mW με αποσυντονισμό  $\Delta=-1\text{meV}$ , ενώ στην τρίτη για  $\Delta=-4.5\text{meV}$  έχουμε τιμή κατωφλίου περίπου 13mW.

Αξίζει να σημειωθεί ότι οι τιμές του κατωφλίου για τη θερμοκρασία των 70K είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με τις τιμές ισχύος κατωφλίου στις χαμηλότερες θερμοκρασίες (23K, 46K) παρόλο που δεν έχουμε τον ίδιο μηχανισμό που προκαλεί τη δράση laser. Αυτό το συμπέρασμα έρχεται σε αντίθεση με τη μέχρι τώρα βιβλιογραφία, όπου και υποστηρίζεται ότι η δράση πολαριτονικού laser πλεονεκτεί έναντι της δράσης συμβατικού laser, λόγω του χαμηλότερης, κατά δύο τάξεις μεγέθους, τιμής κατωφλίου. Το συμπέρασμα αυτό, σε συνδυασμό με το ότι η τιμή του κατωφλίου που υπολογίσαμε στους 23K είναι από τις χαμηλότερες τιμές που υπάρχουν στη βιβλιογραφία για δεδομένο μέγεθος του spot διέγερσης, δημιουργεί αμφιβολίες για το κατά πόσο τελικά ένα σύστημα ισχυρής σύζευξης είναι προτιμότερο ενεργειακά από τα συμβατικά.

#### **5.4 Ερμηνεία για την κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης στη θερμοκρασία των 70K**

Όπως αναφέραμε παραπάνω στα αποτελέσματά μας παρατηρήθηκε ότι πηγαίνοντας στη θερμοκρασία των 70K στο σύστημά μας παρουσιάστηκε κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης σε τιμές της ισχύος διέγερσης αρκετά κοντά σε αυτές των χαμηλότερων θερμοκρασιών. Στις χαμηλές όμως θερμοκρασίες (23K, 46K) είχαμε εκπομπή πολαριτονικού laser δηλαδή δράση laser σε καθεστώς ισχυρής σύζευξης. Θέλοντας να δώσουμε μια ερμηνεία για αυτή την εξέλιξη θα κάνουμε πρώτα μια θεωρητική εισαγωγή για την περιγραφή του διαχωρισμού Rabi ( $\Omega$  Rabi Splitting) στον οποίο έχουμε αναφερθεί και στη θεωρία μας.

Το μέγεθος του διαχωρισμού Rabi μας δίνει την πληροφορία για το πόσο ισχυρή είναι η σύζευξη μεταξύ των εξιτονίων και των φωτονίων στο σύστημά μας. Η εξίσωση που μας δίνει το μέγεθος αυτό είναι :

$$\Omega(T) = \sqrt{4V^2 + (\gamma_{ex}(T) - \gamma_c)^2}$$

όπου  $V$  παριστά το σθένος της αλληλεπίδρασης μεταξύ εξιτονίου και φωτονίου και μπορεί να συνδεθεί με το oscillator strength μέσω των παρακάτω σχέσεων :

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

$$\Gamma_0 = \frac{e^2}{4\epsilon_0 n_{cav} m_0 c} \frac{f}{S}$$

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,  $m_0$  η μάζα του ηλεκτρονίου,  $c$  η ταχύτητα του φωτός,  $f$  το oscillator strength (που περιγράφει το πόσο ισχυρή είναι η σύζευξη), και  $\Gamma_0$  είναι ο ακτινοβολητικός ρυθμός αποδιέγερσης του εξιτονίου στο  $k=0$ . Τα μεγέθη αυτά παρουσιάζονται και στη θεωρία στο κεφάλαιο 2.

Επίσης

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

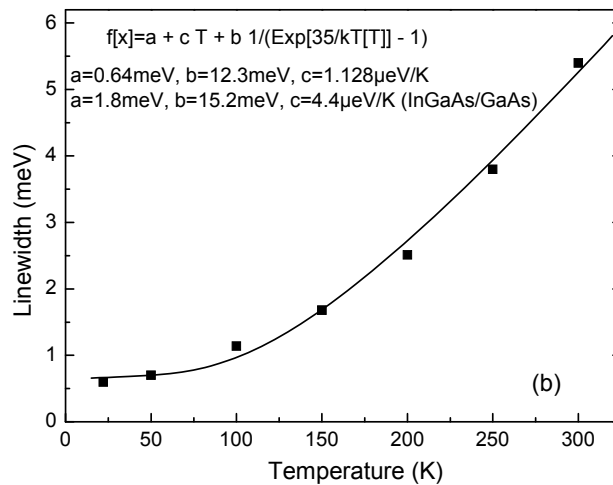
Όπου,  $\gamma_{inh}$  είναι το εύρος γραμμής του εξιτονίου λόγω δομικών ατελειών της ετεροδομής στην κλίμακα της ακτίνας Bohr του εξιτονίου. Οι σταθερές  $\gamma_{ac}$  και  $\gamma_{LO}$  υποδηλώνουν το σθένος της αλληλεπίδρασης του εξιτονίου με τα ακουστικά και διαμήκη οπτικά φωνόνια (LO phonons), αντίστοιχα. Με βάση τη βιβλιογραφία η τιμή της ενέργειας του LO-φωνονίου για GaAs, επιλέγεται στα 36 meV. Με βάση την τιμή αυτή, οι τιμές που προκύπτουν για τις υπόλοιπες σταθερές που υπεισέρχονται στην εξίσωση είναι  $\gamma_{inh}=0.64$  meV,  $\gamma_{ac}=1.128$  meV/K και  $\gamma_{LO}=12.3$  meV. Σύμφωνα με αυτές τις τιμές παρουσιάζουμε το σχήμα 5.11 όπου φαίνεται η διεύρυνση της

γραμμής του εξιτονίου συναρτήσει της θερμοκρασίας. Επίσης λαμβάνοντας υπόψη και τις τιμές

$$\gamma_{cav} = 0.3meV$$

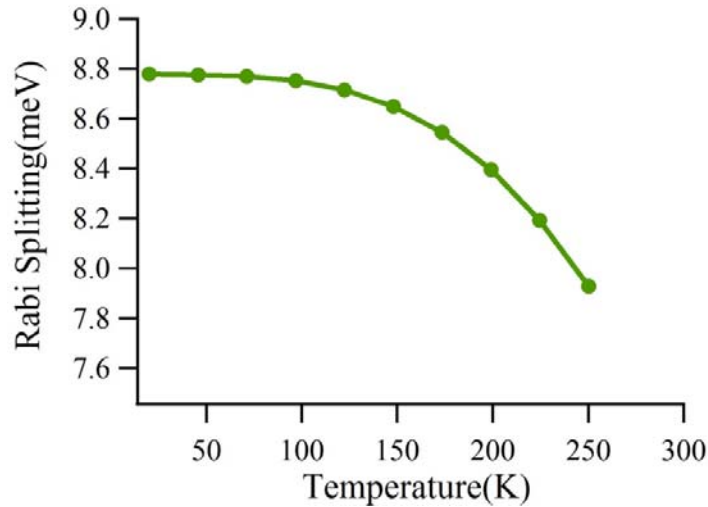
$$V \cong 12meV$$

όπως έχουν μετρηθεί στο συγκεκριμένο δείγμα και της τιμής του εύρους γραμμής του όπως καθορίζεται από τη γραφική παράσταση του σχήματος 5.11 παίρνουμε τη γραφική παράσταση του σχήματος 5.12.



**Σχήμα 5.11:** Διάγραμμα εύρους γραμμής εξιτονίου (excitonic linewidth) συναρτήσει της θερμοκρασίας

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε από το σχήμα 5.12 η τιμή του  $\Omega$  δεν μηδενίζεται (κατάρρευση ισχυρής σύζευξης) ακόμα και όταν η θερμοκρασία φτάσει στους 250K. Άρα η κατάρρευση που παρουσιάζεται στην περίπτωση μας δεν οφείλεται στη διεύρυνση της γραμμής του εξιτονίου.



Σχήμα 5.12: Διάγραμμα διαχωρισμού Rabi  $\Omega$  (Rabi Splitting) συναρτήσει της θερμοκρασίας

Στη συνέχεια θέλοντας να εξετάσουμε το πόσο επηρεάζεται το  $\Omega$  σε σχέση με την συγκέντρωση των φορέων κάναμε χρήση της προσεγγιστικής σχέσης [55] :

$$f = \frac{f_0}{1 + \frac{n}{n_{sat}}}$$

όπου  $f$  είναι το oscillator strength,

$n$  η συγκέντρωση φορέων και  $n_{sat}$  η συγκέντρωση φορέων κορεσμού, η οποία ορίζεται ως η συγκέντρωση κατά την οποία έχουμε πτώση του oscillator strength στο μισό. Με τη χρήση της παραπάνω εξίσωσης προκύπτει ότι :

$$f = \sqrt{\frac{\Omega_0(T)}{1 + \frac{n}{n_{sat}}}}$$

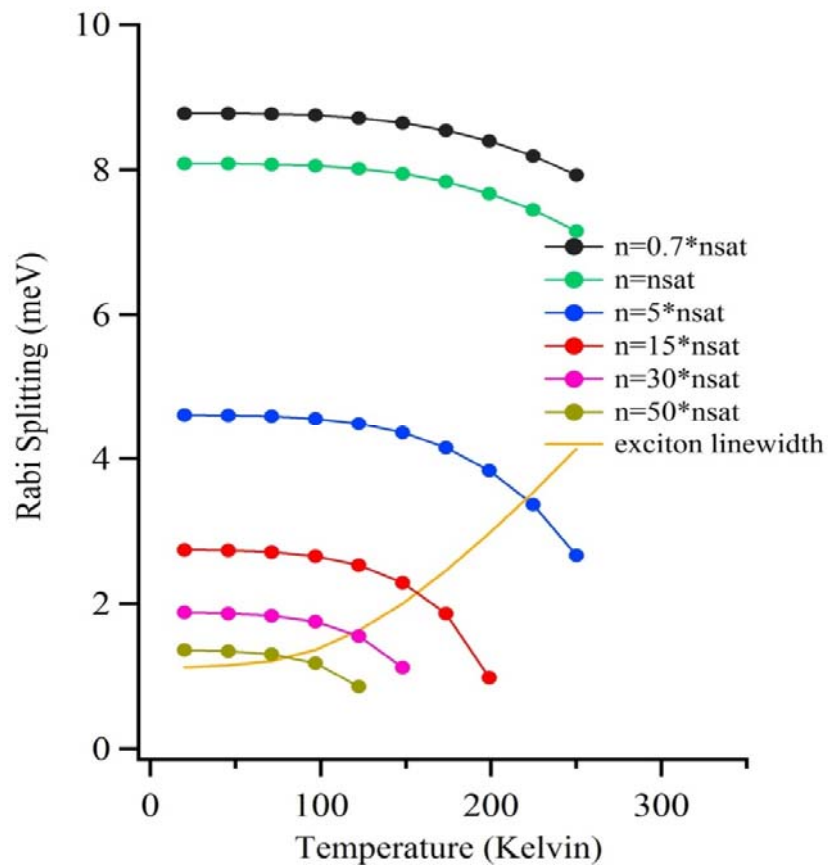
Το σχήμα 5.13 περιγράφει το  $\Omega$  συναρτήσει της συγκέντρωσης φορέων σε σχέση με αυτήν του κορεσμού και συναρτήσει της διεύθυνσης γραμμής εξιτονίου.

Μπορούμε να παρατηρήσουμε μέσω του σχήματος 5.13 ότι, για να δικαιολογηθεί η πτώση του  $\Omega$  συναρτήσει της συγκέντρωσης, που θα μας οδηγήσει σε κατάρρευση της ισχυρής σύζευξης, πρέπει οι τιμές της συγκέντρωσης να είναι 50 φορές μεγαλύτερες από τη συγκέντρωση κορεσμού.

Θέλοντας να δώσουμε μια ερμηνεία για αυτήν την τιμή κάνουμε χρήση της εξίσωσης ρυθμού και θεωρώντας ότι βρισκόμαστε σε στάσιμη κατάσταση έχουμε :

$$\frac{dN}{dt} = g - \frac{n}{\tau} \Rightarrow n = g \cdot \tau \quad (\text{steady state})$$

όπου  $g$  είναι ο ρυθμός άντλησης και  $\tau$  ο χρόνος ζωής.



Σχήμα 5.13 : Διάγραμμα  $\Omega$  συναρτήσει της θερμοκρασίας (exciton broadening) και της συγκέντρωσης φορέων.



Υποθέτοντας ότι το σύστημα μας βρίσκεται σε στάσιμη κατάσταση

Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία όμως [58] ο χρόνος ζωής των φορέων αυξάνεται όσο αυξάνεται η θερμοκρασία. Δεδομένου ότι ο ρυθμός άντλησης όμως είναι το πολύ δύο φορές μεγαλύτερος όπως συμπεράναμε από μετρήσεις της ισχύος κατωφλίου στις δύο διαφορετικές καταστάσεις του συστήματος (ασθενής και ισχυρή σύζευξη), συμπεραίνουμε ότι τελικά στο σύστημα μας στους 70K ο αριθμός των φορέων είναι αρκετά μεγαλύτερος σε σχέση με το σύστημα στους 23K.

Το συμπέρασμα αυτό είναι πολύ λογικό εφόσον οι φορείς παραμένουν για μεγαλύτερο χρόνο στο σύστημα και έτσι δημιουργείται αυτή η συσσώρευση με αποτέλεσμα την κατάρρευση της ισχυρούς ζεύξης στο σύστημα. Το αποτέλεσμα αυτό ανοίγει το δρόμο για περαιτέρω μελέτη αυτών των συστημάτων για την καλύτερη φυσική κατανόηση αυτών.



# 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, 1962.
2. H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu, "GaInAsP/InP surface emitting injection lasers", *Japanese Journal of Applied Physics*, 18, 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, 1740, 1994. doi: 10.1126/science.264.5166.1740.
4. D. Bimberg, M. Grundmann, and N. N. Ledentsov, "Quantum dot heterostructures", Wiley, 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, 1992.
6. J. J. Hopfield, "Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals", *Phys. Rev.*, 112, 1555, 1958.
7. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau, and Y. Yamamoto, "Nonequilibrium condensates and lasers without inversion: Exciton-polariton lasers", *Phys. Rev. A*, 53, 4250, 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, 2000.
9. S. N. Bose. *Z. Phys.*, 26, 1924.
10. Einstein. *Sitzungsberichte, Preussische Akademie der Wissenschaften*, 1, 3, 1925.
11. J. M. Blatt, K. W. Böer, and W. Brandt, "Bose-Einstein condensation of excitons", *Phys. Rev.*, 126, 1691, 1962.
12. S. A. Moskalenko. "Reversible optico-hydrodynamic phenomena in a non ideal exciton gas", *Soviet Physics Solid State*, 4, 199.
13. R. Houdré, J. L. Gibernon, P. Pellandini, R. P. Stanley, U. Oesterle, C. Weisbuch, J. O'Gorman, B. Roycroft, and M. Illegems, "Saturation of the strong-coupling

- regime in a semiconductor microcavity: Free-carrier bleaching of cavity polaritons*", *Phys. Rev. B*, 52, 7810, 1995.
14. M. S. Skolnick, R. M. Stevenson, A. I. Tartakovskii, R. ButtÃl, M. Emam-Ismael, D. M. Whittaker, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, A. Lemaître, V. N. Astratov, and J. S. Roberts, "Polariton-polariton interactions and stimulated scattering in semiconductor microcavities", *Materials Science and Engineering: C*, 19(1-2), 2002.
  15. P. Senellart, J. Bloch, B. Sermage, and J. Y. Marzin, "Microcavity polariton depopulation as evidence for stimulated scattering", *Phys. Rev. B*, 62, R16263, 2000.
  16. 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, 2000.
  17. 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, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud, and Le Si Dang, "Bose-Einstein condensation of exciton polaritons", *Nature*, 443, 409, 2006.
  18. S. Christopoulos, G. Baldassarri Hoyer von Hoyersthal, A. J. D. Grundy, P. G. Lagoudakis, A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Christmann, R. Butte, E. Feltin, J. F. Carlin, and N. Grandjean. "Room-temperature polariton lasing in semiconductor microcavities", *Phys. Rev. Lett*, 98, 126405, 2007.
  19. D. Sanvitto, D. N. Krizhanovskii, D. M. Whittaker, S. Ceccarelli, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts, "Spatial structure and stability of the macroscopically occupied polariton state in the microcavity optical parametric oscillator", *Phys. Rev. B*, 73, 241308, 2006.
  20. M. Richard, J. Kasprzak, R. Romestain, R. André, and Le Si Dang, "Spontaneous coherent phase transition of polaritons in CdTe microcavities", *Phys. Rev. Lett.*, 94, 187401, 2005.
  21. R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke, L. Pfeiffer, and K. West, "Bose-Einstein condensation of microcavity polaritons in a trap", *Science*, 316, 1007, 2007.
  22. S. Utsunomiya, L. Tian, G. Roumpos, C. W. Lai, N. Kumada, T. Fujisawa, M. Kuwata-Gonokami, A. Löffler, S. Hofling, A. Forchel, and Y. Yamamoto,

- “Observation of Bogoliubov excitations in exciton-polariton condensates”, Nat. Phys., 4, 700, 2008.*
23. D. Bajoni, P. Senellart, E. Wertz, I. Sagnes, A. Miard, A. Lemaître, and J. Bloch, *“Polariton laser using single micropillar GaAs-GaAlAs semiconductor cavities”*. *Phys. Rev Lett.*, 100, 047401, 2008.
  24. T. K. Paraiso, D. Sarchi, G. Nardin, R. Cerna, Y. Leger, B. Pietka, M. Richard, O. El Daif, F. Morier-Genoud, V. Savona, and B. Deveaud-Pledran, *“Enhancement of microcavity polariton relaxation under confinement”*. *Phys. Rev.B*, 79, 045319, 2009.
  25. C. Leyder, M. Romanelli, J. Ph Karr, E. Giacobino, T. C. H. Liew, M. M. Glazov, A. V. Kavokin, G. Malpuech, and A. Bramati, *“Observation of the optical spin Hall effect”*, *Nat. Phys*, 3, 628, 2007.
  26. Amo, D. Sanvitto, F. P. Laussy, D. Ballarini, E. DEL Valle, M. D. Martin, A. Lemaitre, J. Bloch, D. N Krizhanovskii, M. S. Skolnick, C. Tejedor, and L. Vina, *“Collective fluid dynamics of a polariton condensate in a semiconductor microcavity”*, *Nature*, 457, 291–295.
  27. Amo, J. Lefrere, S. Pigeon, C. Adrados, C. Ciuti, R. Houdre, E. Giacobino, and A. Bramati, *“ Superfluidity of polaritons in semiconductor microcavities”*, *Nat. Phys*, 5, 805, 2009.
  28. K. G. Lagoudakis, T. Ostatnicky, A. V. Kavokin, Y. G. Rubo, R. Andre, and B. Deveaud-Pledran, *“Observation of Half-Quantum Vortices in an Exciton-Polariton Condensate”*, *Science*, 326, 974, 2009.
  29. D. Sanvitto, F. M. Marchetti, M. H. Szymanska, G. Tosi, M. Baudisch, F. P. Laussy, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, L. Marrucci, A. Lemaître, J. Bloch, C. Tejedor, and L. Viña. *“Persistent currents and quantized vortices in a polariton superfluid”*, *Nat Phys*, 6, 527, 2010.
  30. D. Porras and C. Tejedor, *“Linewidth of a polariton laser: Theoretical analysis of self-interaction effects”*, *Phys. Rev. B*, 67, 161310, 2003.
  31. 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, 2002.
  32. Daniele Bajoni, Pascale Senellart, EstherWertz, Isabelle Sagnes, Audrey Miard, Aristide Lemaître, and Jacqueline Bloch, *“Polariton Laser Using*

- Single Micropillar GaAs-GaAlAs Semiconductor Cavities*", *Phys. Rev. Lett.* ,  
100, 047401, 2008.
33. S.I. Tsintzos, N.T. Pelekanos, G. Konstantinidis, Z. Hatzopoulos, P.G. Savvidis,  
"A GaAs polariton light emitting diode operating near room temperature",  
*Nature*, 435, 372, 2008.
  34. D. Bajoni, E. Semenova, A. Lemaitre, S. Bouchoule, E. Wertz, P. Senellart, J.  
Bloch, "Polariton light emitting diode in GaAs-based microcavity", *Phys. Rev.*  
*B*, 77, 113303, 2008.
  35. A.A. Khalifa, A.P.D. Love, D.N. Krizhanovskii, M.S. Skolnick, J.S. Roberts,  
"Electroluminescence emission from polariton states in GaAs-based  
semiconductor microcavities", *Appl. Phys. Lett.* 92, 061107, 2008.
  36. S.I. Tsintzos, P.G. Savvidis, G. Deligeorgis, Z. Hatzopoulos, N.T. Pelekanos,  
"Room temperature GaAs exciton-polariton light emitting diode", *Appl.*  
*Phys. Lett.*, 94, 071109, 2009.
  37. Deveaud-Pledran, "Polaritronics in view", *Nature*, 435, 372, 2008.
  38. Kittel. Vertical cavity surface emitting lasers. John Wiley & Sons, (1978).
  39. Weisbuch and B Vinter. Quantum semiconductor structures. Harcourt  
Brace Jovanovich, 1991.
  40. M. Shinada and S. Sugano, *J. Phys. Soc. Japan*, 21, 1936, 1966.
  41. J.J. Hopfield, "Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric  
constant of solids", *Phys. Rev.* 112, 1555, 1958.
  42. Frohlich, E. Mohler, P. Wiesner, "Observation of Exciton Polariton Dispersion  
in CuCl", *Phys. Rev. Lett.* 26, 554, 1971.
  43. V. Savona, L. Andreani, P. Schwendimann, A. Quattropani, *Solid State*  
*Commun.* 93, 733, 1995.
  44. H. Haug, S.W. Koch, "Quantum theory of the optical and electronic properties  
of semiconductors", *World Scientific Publishing Company*, 4<sup>th</sup> edition, 2004.
  45. M. Müller, J. Bleuse, and R. André. Dynamics of the cavity polariton in CdTe  
based semiconductor microcavities: Evidence for a relaxation edge. *Phys.*  
*Rev.B*, 62, 16886, 2000.
  46. Tassone and Y. Yamamoto. "Exciton-exciton scattering dynamics in a  
semiconductor microcavity and stimulated scattering into polaritons". *Phys.*  
*Rev. B*, 59, 10830, 1999.

47. P. G. Lagoudakis, M. D. Martin, J. J. Baumberg, A. Qarry, E. Cohen, and L. N. Pfeiffer. "Electron-polariton scattering in semiconductor microcavities". *Phys. Rev. Lett.*, 90, 206401, 2003.
48. M. Perrin, P. Senellart, A. Lemaitre, and J. Bloch. "Polariton relaxation in semiconductor microcavities: Efficiency of electron-polariton scattering". *Phys. Rev. B*, 72, 075340, 2005.
49. P.Y. Yu and M. Cardona. *Fundamentals of semiconductors: Physics and materials properties*.
50. Tassone, C. Piermarocchi, V. Savona, A. Quattropani, and P. Schwendimann. "Bottleneck effects in the relaxation and photoluminescence of microcavity polaritons". *Phys. Rev. B*, 56, 7554, 1997.
51. C. Piermarocchi, F. Tassone, V. Savona, A. Quattropani, and P. Schwendimann. Exciton formation rates in GaAs/AlGaAs Quantum wells. *Physical Review B*, 55(3):1333, 1997
52. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Laussy. "Microcavities", Oxford University Press, 2004.
53. M. Maragkou, A.J. D. Grundy, T. Ostatnisky and P. G. Lagoudakis LO-Phonon assisted polariton laser
54. Esther Wertz, Lydie Ferrier, Dmitry D. Solnyshkov, Pascale Senellart, Daniele Bajoni, Audrey Miard, Aristide Lemaitre, Guillaume Malpuech and Jacqueline Bloch Spontaneous formation of a polariton condensate in a planar GaAs microcavities
55. R. Houdre, J. L. Gibernon, C. Weisbuch, J. O’Gorman and Roycroft, M. Ilegems Saturation of the strong-coupling regime in a semiconductor microcavity Free-carrier bleaching of cavity polaritons
56. M. Gurioli, A. Vinattieri, and M. Colossi, C. Deparis, J. Massies, and G. Neu, A. Bosacchi and S. Franchi Temperature dependence of the radiative and non-radiative recombination time in GaAs/AlGaAs quantum well structures