

ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ - ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΚΡΗΤΗΣ

Novel Properties of Bragg Polaritons

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΑΛΕΞΗΣ ΜΑΡΣΕΛ ΑΣΚΗΤΟΠΟΥΛΟΣ

Μεταπτυχιακός Φοιτητής

ΗΡΑΚΛΕΙΟ, Οκτώβριος 2010

Τυπώθηκε στο Τυπογραφείο ΚΥΒΟΣ

Ηράκλειο, Οκτώβριος 2010

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ	3
Τριμελής Επιτροπή	5
Πρόλογος	7
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Εισαγωγή	9
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Θεωρητικό Μέρος	11
2.1 1D PBG – Distributed Bragg Reflector	11
2.2 Excitons	13
2.2.1 Bulk Excitons	14
2.2.2 QW Excitons	16
2.3 Strong Coupling of Excitons to Optical modes (Polaritons)	19
2.4 Παραμετρική Ενίσχυση Exciton-Polaritons	21
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Bragg Polaritons	24
3.1 Ημι-Περιοδική Δομή Bragg Με Ενσωματωμένα Κβαντικά Πηγάδια	24
3.2 Φασματοσκοπικές Μετρήσεις Reflectivity	26
3.3 Πειραματικές Μετρήσεις Φωτοφωταύγειας (PL)	33
3.4 Μοντέλο Συζευγμένου Αρμονικού Ταλαντωτή	39
3.4.1 Φωτονικό χάσμα σε μια Διεύθυνση – Incomplete Photonic Bandgap	39
3.4.1 Φωτονικό χάσμα: σύζευξη με εξιτονική συχνότητα	41
Συζήτηση	49
ΠΕΡΙΛΗΨΗ	50
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	51

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

Επιβλέπων:

Ελευθέριος Ηλιόπουλος, Επίκουρος Καθηγητής, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Κρήτης

Μέλη:

Πάυλος Σαββίδης, Επίκουρος Καθηγητής, Τμήμα Επιστήμης & Τεχνολογίας Υλικών, Πανεπιστήμιο Κρήτης

Νικόλαος Πελεκάνος, Καθηγητής, Τμήμα Επιστήμης & Τεχνολογίας Υλικών, Πανεπιστήμιο Κρήτης

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παρούσα μεταπτυχιακή διατριβή διεξήχθη στα εργαστήρια της Ομάδας Μικροηλεκτρονικής του Ιδρύματος Τεχνολογίας και Έρευνας, στο Τμήμα Φυσικής του Πανεπιστημίου Κρήτης.

Θέλω ιδιαίτερα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Ελευθέριο Ηλιόπουλο, Επίκουρο Καθηγητή του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Κρήτης.

Τον Επίκουρο Καθηγητή κ. Παύλο Σαββίδη, όπως και τον Καθηγητή Νικόλαο Πελεκάνο του Τμήματος Επιστήμης & Τεχνολογίας Υλικών του Πανεπιστημίου Κρήτης, υπεύθυνους καθηγητές της ερευνητικής ομάδας στην οποία συμμετείχα τον τελευταίο χρόνο, ευχαριστώ θερμά για τη συνεχή και ακούραστη καθοδήγηση και βοήθειά τους για την υλοποίηση αυτής της διατριβής.

Επίσης, επιθυμώ να εκφράσω τις ευχαριστίες στον καθηγητή Jeremy Baumberg του κέντρου Nanophotonics των Cavendish Labs του Πανεπιστημίου του Cambridge για την ευκαιρία που μου έδωσε, να εκτελέσω υπό την επίβλεψή του ένα κομμάτι του πειραματικού μέρους αυτής της διατριβής, που απαιτούσε διάταξη Pump Probe, με κρυστάτη υγρού ηλίου, που δεν διαθέτει το εργαστήριο της Ομάδας Μικροηλεκτρονικής. Και πάλι θέλω να ευχαριστήσω τον Επίκουρο Καθηγητή κ. Παύλο Σαββίδη για τη μεσολάβησή του.

Τέλος, θέλω να ευχαριστήσω και όλα τα μέλη της Ομάδας Μικροηλεκτρονικής για την αρμονική συνεργασία και καθοριστική συμβολή τους στο να διεκπεραιωθεί η εργασία αυτή.

Αλέξης Μαρσέλ Ασκητόπουλος

Ηράκλειο, Οκτώβριος 2010

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η ανάπτυξη και τελειοποίηση της μοριακής επιταξίας τα τελευταία χρόνια έχει δώσει τη δυνατότητα για τη δημιουργία πολύπλοκων ετεροδομών μεγάλης ακρίβειας και μηδαμινών ατελειών. Κατά συνέπεια έχει συντελέσει τα μέγιστα στην τεχνολογική επιτάχυνση της τελευταίας δεκαετίας και την ανάπτυξη μιας πληθώρας οπτοηλεκτρονικών δομών, όπως LED (Light emitting device), VCSEL (vertical cavity surface emitting Laser), καθώς και φωτονικούς κρυστάλλους (photonic crystal).

Οι ημιαγώγιμες ετεροδομές εκτός από τις πολλές εφαρμογές τους στην οπτοηλεκτρονική, έχουν σημαντικό ρόλο στη θεμελιώδη και θεωρητική έρευνα. Από τα πιο γνωστά παραδείγματα κβάντωσης της ενέργειας είναι ο εγκλωβισμός φορέων σε κβαντικά πηγάδια. Η βασική συνέπεια είναι η αύξηση της ενέργειας σύνδεσης των εξιτονίων και η διαφοροποίηση της πυκνότητας των καταστάσεών τους, η οποία έχει σημαντική επίδραση στις οπτικές ιδιότητες και επιτρέπει τη μελέτη τους ακόμα και σε θερμοκρασία δωματίου για κβαντικά πηγάδια GaAs. Περαιτέρω με τον εγκλωβισμό των φωτονίων, που προέρχονται από την αποδιέγερση των εξιτονίων, μέσα σε κοιλότητα είναι δυνατόν να ενίσχυσουμε το ρυθμό αυθόρμητης εκπομπής, σε αναλογία με την ατομική φυσική. Σύμφωνα με τον χρυσό κανόνα του Fermi, ο ρυθμός αυθόρμητης εκπομπής ενός ατόμου είναι ανάλογος με την πυκνότητα καταστάσεων των φωτονίων σε ατομική κλίμακα. Κατά συνέπεια, τοποθετώντας ένα άτομο σε μια ηλεκτρομαγνητική κοιλότητα, ο ρυθμός αυθόρμητης εκπομπής είτε ενισχύεται είτε μειώνεται, σε σχέση με τον ελεύθερο χώρο και την ενεργειακή διαφορά μεταξύ του ατόμου και του συντονισμού της κοιλότητας.

Η πρόβλεψη και ανακάλυψη σε ημιαγώγιμες μικροκοιλότητες υβριδικών σωματιδίων που ονομάστηκαν πολαριτόνια, όπως και η μελέτη των ιδιοτήτων τους, έχει ιδιαίτερη σημασία καθώς άνοιξαν νέα πεδία όχι μόνο στην τεχνολογία (polaritronics, polariton lasers) αλλά και στη φυσική συμπληκνωμένης ύλης με τη δυνατότητα δημιουργίας Bose-Einstein Condensates (BEC) πολαριτονίων.

Τα πολαριτόνια δημιουργούνται στις ημιαγωγικές μικροκοιλότητες από την ισχυρή σύζευξη (strong coupling) των εξιτονίων των κβαντικών πηγαδιών, που τοποθετούνται στα σημεία μέγιστης έντασης του ηλεκτρικού πεδίου μέσα στην κοιλότητα, με τον οπτικό ρυθμό (optical mode) της. Αποτελούνται από δύο DBR (distributed Bragg Reflectors) τα οποία χωρίζονται από το επίπεδο της κοιλότητας που έχει μήκος ακέραιο πολλαπλάσιο του $\lambda_0/2$, όπου λ_0 είναι το μήκος κύματος του φωτός μέσα στην κοιλότητα. Εκτός από τη σύζευξη των εξιτονίων με τον οπτικό ρυθμό της μικροκοιλότητας πρόσφατα προτάθηκε [11] και η ισχυρή σύζευξη εξιτονίων με τους οπτικούς ρυθμούς Bragg ενός μονοδιάστατου φωτονικού κρυστάλλου.

Στην παρούσα μεταπτυχιακή διατριβή μελετήσαμε τις ιδιότητες μιας ημιαγωγικής διάταξης DBR από GaAs και AlAs στο οποίο έχουν ενσωματωθεί κβαντικά πηγάδια InGaAs σε περιοδική διεύθυνση. Το αποτέλεσμα είναι να παρατηρείται ισχυρή σύζευξη μεταξύ των οπτικών καταστάσεων Bragg στα άκρα της ζώνης μη διέλευσης φωτονίων και των εξιτονίων των κβαντικών πηγαδιών και να δημιουργούνται νέες υβριδικές καταστάσεις πολαριτονίων τα λεγόμενα Πολαριτόνια Bragg (Bragg-Polaritons) .

Από τη θεωρητική προσομοίωση με τη μέθοδο του Πίνακα Μεταφοράς (Transfer Matrix) και την πειραματική μελέτη προέκυψαν αποτελέσματα με εξαιρετική συμφωνία και αναπτύχθηκε μια αναλυτική θεωρία στα πλαίσια του μοντέλου του συζευγμένου αρμονικού ταλαντωτή.

Η θεωρία των επιμέρους στοιχείων της δομής καθώς και στοιχεία από τη θεωρία των πολαριτονίων σε μικροκοιλότητες, όπως παρουσιάζεται στο επόμενο κεφάλαιο, θα βοηθήσει στην καλύτερη κατανόηση των αποτελεσμάτων .

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

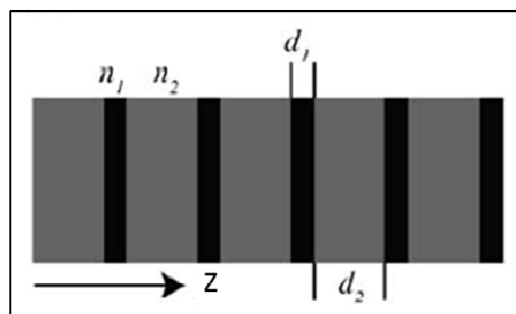
Υλικά φωτονικού χάσματος (Photonic Band Gap materials), επίσης γνωστά ως φωτονικοί κρύσταλλοι (Photonic Crystals), είναι υλικά τα οποία λόγω της περιοδικότητας των διηλεκτρικών ιδιοτήτων τους εμφανίζουν μια ζώνη μη διέλευσης των φωτονίων. Η συμπεριφορά αυτή είναι παρόμοια των ηλεκτρονίων σε ημιαγωγούς, όπου εξαιτίας του περιοδικού δυναμικού Coulomb έχουμε τη δημιουργία του ενεργειακού χάσματος μεταξύ της ζώνης αγωγιμότητας και της ζώνης σθένους [7]. Κατά τον ίδιο τρόπο υλικά PBG μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να επηρεάσουν και να ελέγξουν τη κίνηση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων

2.1 1D PBG – DISTRIBUTED BRAGG REFLECTOR

Ο κατανεμημένος ανακλαστήρας Bragg (Distributed Bragg reflector) είναι μια περιοδική δομή από δύο υλικά οπτικού πάχους $\lambda_0/4$ με διαφορετικούς δείκτες διάθλασης τα οποία εναλλάσσονται κατά τον άξονα z . Επομένως το οπτικό πάχος μιας περιόδου είναι $\lambda_0/2$. Η περιοδικότητα του δείκτη διάθλασης και συνεπώς και της διηλεκτρικής συνάρτησης έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία ζώνης οπτικού χάσματος (stop band) γύρω από το μήκος κύματος λ_0 με εύρος που εξαρτάται από τη σχετική διαφορά μεταξύ των δεικτών διάθλασης των χρησιμοποιούμενων υλικών (όπως φαίνεται στην Εικ. 2.1).

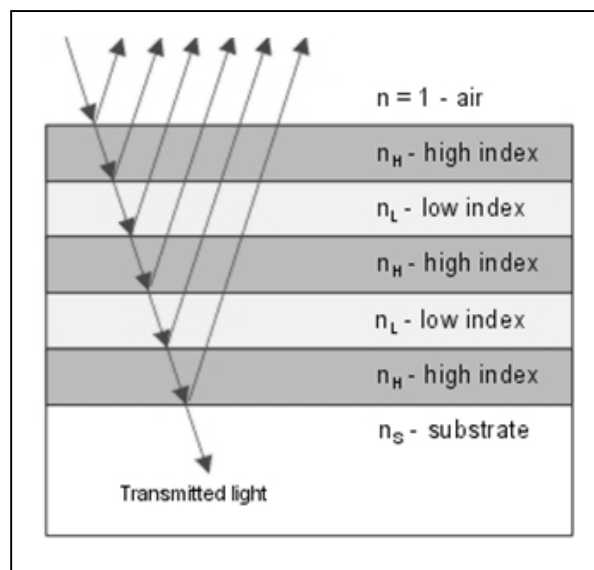
$$\frac{\lambda_0}{4} = n_1 d_1 = n_2 d_2 \quad (2.1)$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \approx \frac{4}{\pi} \arcsin \left(\frac{n_h - n_l}{n_h + n_l} \right) \quad (2.2)$$



Εικόνα 2.1 Περιοδική δομή εναλλοσόμενων υλικών υλικών με διαφορετικό δείκτη διάθλασης.

Η αρχή λειτουργίας βασίζεται στο φαινόμενο συμβολής του φωτός. Σε κάθε διεπιφάνεια ένα μέρος της προσπίπτουσας δέσμης ανακλάται. Οι ανακλώμενες δέσμες έχουν σχετική διαφορά φάσης είτε 0° είτε ένα ακέραιο πολλαπλάσιο των 360° και συνεπώς συμβάλλουν εποικοδομητικά. Αντίστοιχα τα κύματα που ταξιδεύουν κατά τον άξονα διάδοσης συμβάλλουν καταστρεπτικά. Σιωπηλή παραδοχή είναι ότι τα υλικά έχουν αμελητέα απορρόφηση στο μήκος κύματος που μας ενδιαφέρει.



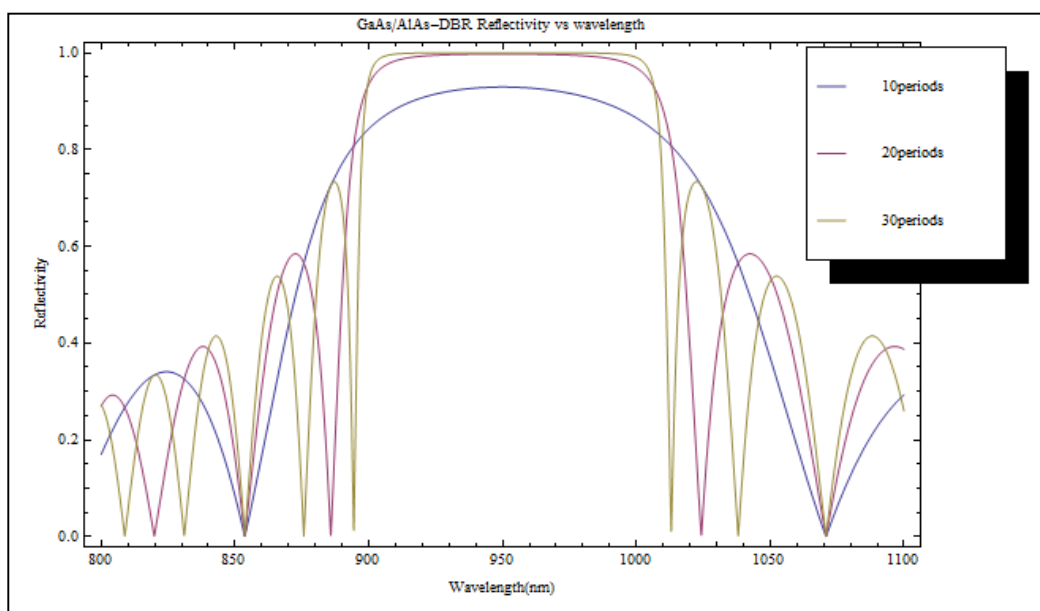
Εικόνα 2.2 Σχηματική αναπαράσταση των διαδοχικών ανακλάσεων σε κάθε επίπεδο.

Για τον υπολογισμό των οπτικών ιδιοτήτων των προαναφερθέντων δομών η πιο συνηθισμένη μέθοδος είναι αυτή του πίνακα μεταφοράς (transfer matrix). Η κεντρική ιδέα είναι η δημιουργία ενός πίνακα M_i , για κάθε “στρώση” υλικού, ο οποίος συνδέει τις ιδιότητες του ηλεκτρομαγνητικού κύματος πριν και μετά από αυτό το μέσο. Ο πίνακας εξαρτάται και από την πόλωση του εισερχόμενου φωτός, ενώ το φάσμα της ανάκλασης διαφέρει μεταξύ των δύο πολώσεων ειδικά για μεγάλες γωνίες.

Έκτος του πίνακα μεταφοράς, στη βιβλιογραφία χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό των ιδιοτήτων ενός DBR και η μέθοδος του πίνακα διάδοσης (transmission matrix) [4], με την οποία και έγινε ο υπολογισμός του reflectivity ενός GaAs/AlAs DBR για διαφορετικό αριθμό περιόδων (Εικόνα 2.3). Παρατηρούμε ότι όσο αυξάνει ο αριθμός των

περιόδων τόσο καλύτερη είναι η ανάκλαση για μήκη κύματος κοντά στο κέντρο του stop band .

Τα DBR χρησιμοποιούνται σε πληθώρα οπτοηλεκτρονικών συσκευών όπως τα VCSEL και τα DFB(Distributed Feedback laser) , καθώς και για το σχηματισμό ημιαγωγικών μικροκοιλοτήτων των οποίων τα άλλο βασικό συστατικό είναι τα εξιτόνια σε κβαντικά πηγάδια.



Εικόνα 2.3 Φάσμα της ανακλαστικότητας για ένα GaAs/AlAs DBR για 10,20 και 30 περιόδους.

2.2 EXCITONS

Η πρώτη διεγερμένη κατάσταση σε έναν ημιαγωγό άμεσου χάσματος ισοδυναμεί με τη μεταβίβαση του ηλεκτρονίου με την υψηλότερη ενέργεια, δηλαδή με $k=0$, από τη ζώνη σθένους στη χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση της ζώνης αγωγιμότητας ($k=0$), χωρίς όμως να λάβουμε υπόψη την αλληλεπίδραση Coulomb του ηλεκτρονίου με την οπή που δημιουργείται στη ζώνη σθένους . Η αλληλεπίδραση αυτή προκαλεί μια διόρθωση στο δυναμικό απώθησης της ζώνης σθένους, που περιγράφεται από το δυναμικό Coulomb μεταξύ του ηλεκτρονίου της ζώνης αγωγιμότητας και της οπής της ζώνης σθένους. Κατά

αυτόν τον τρόπο δημιουργείται ένα ενεργειακό επίπεδο που αντιστοιχεί στο ζεύγος ηλεκτρονίου οπής, που ονομάζεται *εξιτόνιο*. Αυτή η κβαντική κατάσταση βρίσκεται στην “καρδιά” της αλληλεπίδρασης ύλης-φωτός στους ημιαγωγούς.

Υπάρχουν δύο κύριες κατηγορίες εξιτονίων, τα εξιτόνια Frenkel και τα εξιτόνια Wannier-Mott. Σ’ αυτό το κεφάλαιο θα ασχοληθούμε μόνο με τα εξιτόνια Wannier-Mott σε ημιαγωγούς, τα οποία μπορούν να περιγραφούν με την προσέγγιση ενεργής μάζας.

2.2.1 Bulk Excitons

Σε έναν ημιαγωγό στον οποίο η δομή των ενεργειακών ζωνών κοντά στο κέντρο της ζώνης Brillouin μπορεί να περιγραφεί με την προσέγγιση της ενεργής μάζας, η διασπορά των ενεργειακών ζωνών είναι:

$$E_v(k_h) = -\frac{\hbar^2 k_h^2}{2m_h^*} \quad (2.3)$$

$$E_c(k_e) = E_g + \frac{\hbar^2 k_e^2}{2m_e^*} \quad (2.4)$$

όπου: E_g είναι το ενεργειακό χάσμα ενώ m_h^* και m_e^* είναι η ενεργής μάζα οπών και ηλεκτρονίων αντίστοιχα.

Η Χαμιλτονιανή ενός εξιτονίου (χωρίς να υπολογίζεται η αλληλεπίδραση μεταξύ εξιτονίων) είναι το άθροισμα των Χαμιλτονιανών, της οπής της ζώνης σθένους, του ηλεκτρονίου της ζώνης αγωγιμότητας και της αλληλεπίδρασης Coulomb μεταξύ οπής και του ηλεκτρονίου.

$$H_{\text{exc}} = E_g - \frac{\hbar^2}{2m_h^*} \nabla_h^2 - \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \nabla_e^2 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r \|r_e - r_h\|} \quad (2.5)$$

όπου r_e και r_h είναι η θέση ηλεκτρονίου και οπής αντίστοιχα.

Για την περιγραφή του εξιτονίου είναι πιο βολικό να εισάγουμε τη σχετική θέση \mathbf{r} ηλεκτρονίου και οπής, τη θέση του κέντρου μάζας τους \mathbf{R} , τη συνολική μάζα \mathbf{M} και την ανοιγμένη μάζα $\boldsymbol{\mu}$.

$$r = r_e - r_h \quad (2.6)$$

$$R = \frac{m_e^* r_e + m_h^* r_h}{m_e^* + m_h^*} \quad (2.7)$$

$$M = m_e^* + m_h^* \quad (2.8)$$

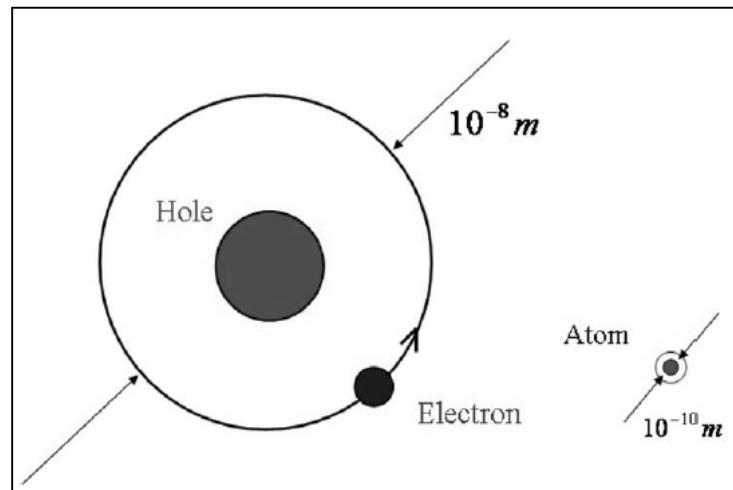
$$\mu = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*} \quad (2.9)$$

Μπορούμε να ξαναγράψουμε την Χαμιλτονιανή (2.5) ως ακολούθως:

$$H_{\text{exc}} = H_{\text{cm}} + H_{\text{rel}} \quad (2.10)$$

$$H_{\text{cm}} = E_g + \frac{\hbar^2}{2M} \nabla_R^2 \quad (2.11)$$

$$H_{\text{cm}} = \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_r^2 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r} \quad (2.12)$$



Εικόνα 2.4. Σχηματική αναπαράσταση και σχετικές διαστάσεις ενός εξιτονίου.

Οι ιδιοενέργειες των δύο επιμέρους Χαμιλτονιανών προκύπτουν εύκολα καθώς είναι ισοδύναμες με αυτήν ενός ελεύθερου σωματιδίου (2.11) και του ατόμου του υδρογόνου (2.12).

$$E_{cm} = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \quad (2.13)$$

$$E_{rel,n} = -\frac{\mu R_y}{n^2 m_e \epsilon_r^2} \quad (2.14)$$

Όπου: $\mathbf{k}=\mathbf{k}_e+\mathbf{k}_h$ το κυματόνισμα του κέντρου μάζας του εξιτονίου, n ο κύριος κβαντικός αριθμός της υδρογονοειδούς τροχιάς και R_y η ενέργεια Rydberg. Τελικά έχουμε για την ενέργεια εξιτονίου σε ημιαγωγούς:

$$E_n = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2M} - \frac{\mu R_y}{n^2 m_e \epsilon_r^2} \quad (2.15)$$

Επίσης παρόμοια και με το άτομο του υδρογόνου μπορούμε να ορίσουμε μια αντίστοιχη ακτίνα Bohr για το εξιτόνιο.

$$a_B^* = \frac{m_e}{\mu} \epsilon_r a_B \quad (2.16)$$

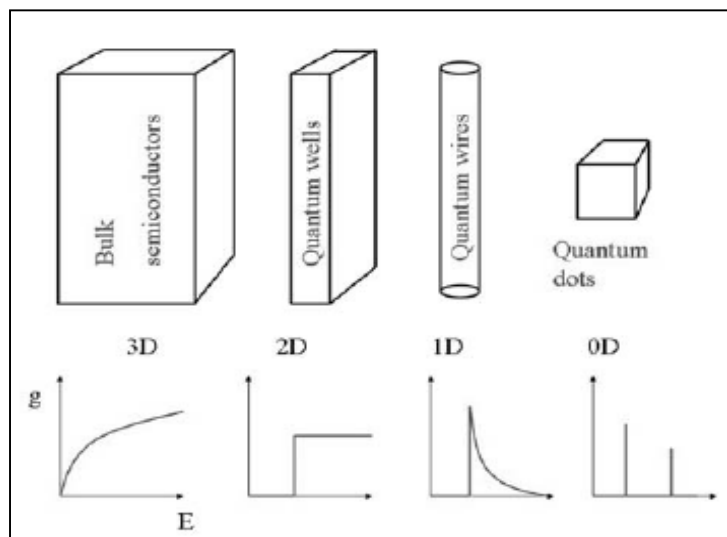
Για $\mathbf{k}=0$ στην (2.15) και μη λαμβάνοντας υπόψη την ενέργεια χάσματος έχουμε την ενέργεια σύνδεσης του εξιτονίου, η οποία όπως και η ισοδύναμη ακτίνα Bohr εξαρτάται από το λόγο της μάζας του ηλεκτρονίου προς την ανοιγμένη μάζα μ η οποία στα περισσότερα υλικά είναι της τάξης μερικών meV .

Η παραπάνω περιγραφή αφορά εξιτόνια σε απλούς (bulk) ημιαγωγούς όπου οι διεγερμένες οπές και ηλεκτρόνια συμπεριφέρονται σαν ελεύθερα σωματίδια σε τρεις διαστάσεις.

2.2.2 QW Excitons

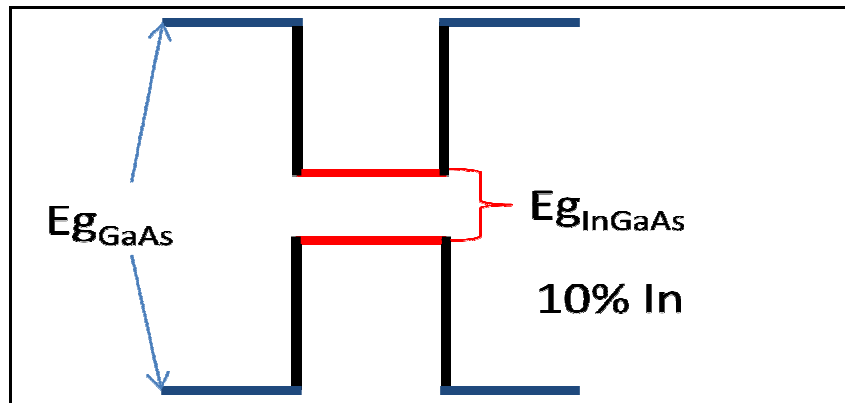
Με την πρόοδο των μοντέρνων τεχνικών επιταξιακής ανάπτυξης, όπως η μέθοδος επίταξης με μοριακές δέσμες (MBE) και η μεταλλοργανική χημική εναπόθεση ατμών (MOVPE) έχει καταστεί δυνατόν να αναπτυχθούν λεπτά στρώματα υλικών, πάχους μερικών νανομέτρων. Αυτό έδωσε τη δυνατότητα ανάπτυξης περίπλοκων ημιαγωγικών ετεροδομών και ουσιαστικά επέτρεψε σε μεγάλο βαθμό τη διαμόρφωση των ενεργειακών

ζωνών στους ημιαγωγούς. Είναι πλέον δυνατόν να περιορίσουμε τους φορείς σε μία, δύο ή και τρεις διαστάσεις. Σ'αυτές τις δομές η πυκνότητα καταστάσεων είναι δραστικά διαφορετική (Εικόνα 2.5).



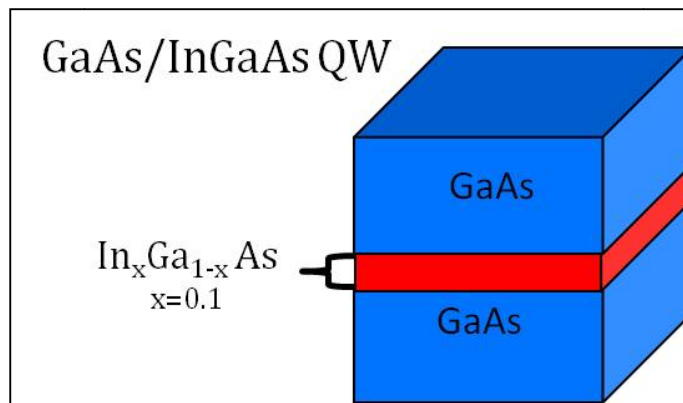
Εικόνα 2.5 Πυκνότητα καταστάσεων για συστήματα διαφορετικής διαστατικότητας.

Ένα κβαντικό πηγάδι είναι ένα πηγάδι δυναμικού το οποίο περιορίζει την ελεύθερη κίνηση των φορέων από τις τρεις διαστάσεις σε δύο, αναγκάζοντάς τους να κινούνται σε ένα δυσδιάστατο χώρο υπό την προϋπόθεση το εύρος του πηγαδιού να είναι συγκρίσιμο με την εξιτονική ακτίνα Bohr ούτως ώστε να έχουμε αποτελεσματικό κβαντικό περιορισμό. Τα κβαντικά πηγάδια στους ημιαγωγούς σχηματίζονται όταν έχουμε ένα λεπτό στρώμα από έναν ημιαγωγό ανάμεσα σε δύο άλλους ημιαγωγούς οι οποίοι έχουν μεγαλύτερο ενεργειακό χάσμα (Εικόνα 2.6).



Εικόνα 2.6 Ενεργειακές ζώνες σε κβαντικό πηγάδι GaAs/InGaAs.

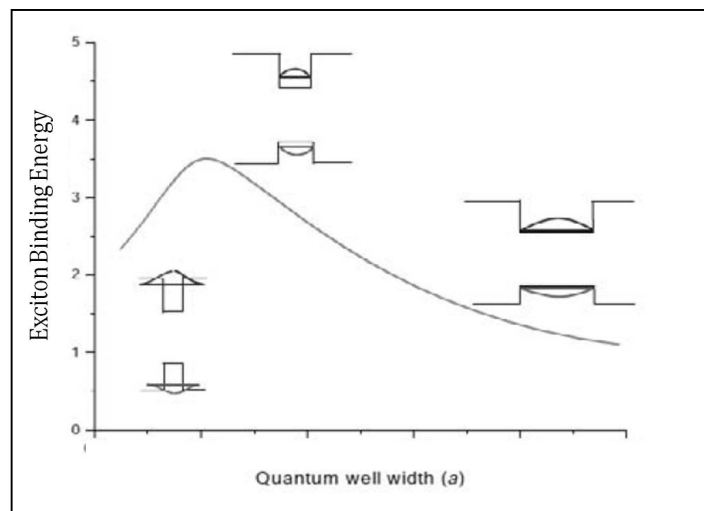
Ο κβαντικός περιορισμός των φορέων έχει ως αποτέλεσμα να δημιουργούνται διακριτές ενεργειακές στάθμες για τα ηλεκτρόνια και τις οπές. Οι μεταβάσεις μεταξύ των σταθμών της ζώνης αγωγιμότητας και του σθένους δεν είναι όλες επιτρεπτές και υπόκεινται σε κανόνες επιλογής.



Εικόνα 2.7 Σχηματική αναπαράσταση ετεροδομής GaAs/InGaAs.

Ο υπολογισμός των ιδιοενεργειών και ιδιοκαταστάσεων των εξιτονίων σε κβαντικά πηγάδια γίνεται με τη χρήση της θεωρίας μεταβολών όπως αναφέρεται στη βιβλιογραφία [[9]], και εξαρτάται από τα ύψη των φραγμάτων και από το εύρος του πηγαδιού. Η εξάρτηση της ενέργειας σύζευξης του εξιτονίου από το εύρος του πηγαδιού δεν είναι μονοτονική, καθώς εξαρτάται κυρίως από τον περιορισμό των σωματιδίων που το

απαρτίζουν μέσα στο πηγάδι. Για αυτό το λόγο για “φαρδιά” πηγάδια η ενέργεια σύνδεσης αυξάνεται με τη μείωση του εύρους του πηγαδιού, ενώ από κάποια τιμή και μετά (περίπου για μήκος πηγαδιού ίσο με το μισό της ακτίνας Bohr του εξιτονίου), περαιτέρω μείωση του πλάτους του πηγαδιού συνεπάγεται και μείωση της ενέργειας σύνδεσης του εξιτονίου, καθώς αυξάνει η πιθανότητα οι φορείς να βρίσκονται μέσα στο φράγμα λόγω φαινομένου σήραγγας όπως φαίνεται και στην Εικόνα 2.8.



Εικόνα 2.8 Ενέργεια σύνδεσης εξιτονίου σε κβαντικό πηγάδι συναρτήσει του εύρους του πηγαδιού.

2.3 STRONG COUPLING OF EXCITONS TO OPTICAL MODES (POLARITONS)

Ο περιορισμός των εξιτονίων σε κβαντικά πηγάδια δημιουργεί τις κατάλληλες προϋποθέσεις για τη μελέτη των οπτικών ιδιοτήτων τους. Χρησιμοποιώντας τη θεωρία διαταραχών μπορούμε να υπολογίσουμε την πιθανότητα μετάβασης για σωματίδια περιορισμένα σε πηγάδια δυναμικού, όπως είναι οι ετεροδομές των κβαντικών πηγαδιών. Από το χρυσό κανόνα του Fermi έχουμε για τον ρυθμό μετάβασης:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_{f,i} |\langle f | H_I | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i + \hbar\omega) \quad (2.17)$$

όπου: i και f είναι η αρχική και τελική στάθμη μετάβασης με ενέργειες E_i και E_f αντίστοιχα και H_I η χαμιλτονιανή αλληλεπίδρασης ηλεκτρικού διπόλου ($H_I = -e\mathbf{r}E$).

$$|\langle f|E \cdot r|i\rangle| = \int \chi_e(\mathbf{z}) e^{ik_{e1} \cdot r_{\perp}} u_{ck_e}(r) E \cdot r u_{ck_h}(r) \chi_h(\mathbf{z}) e^{ik_{h1} \cdot r_{\perp}} \quad (2.18)$$

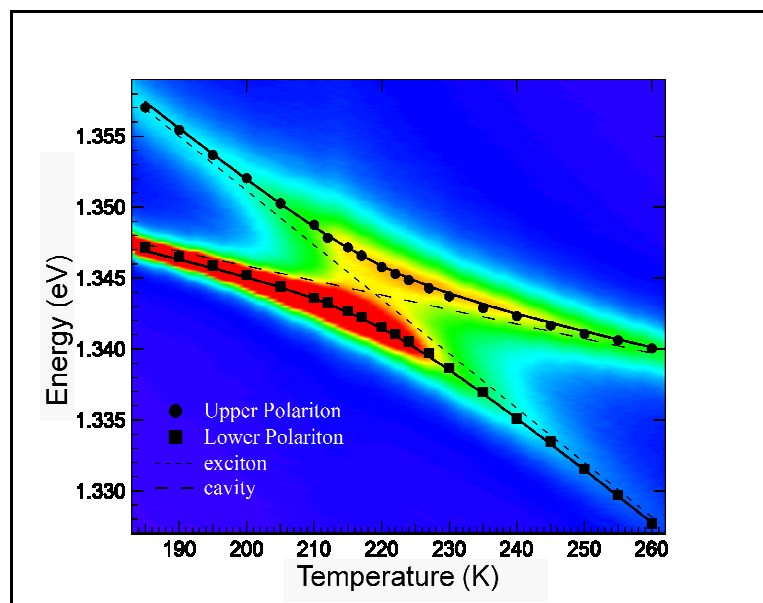
Το μητροστοιχείο της μετάβασης έχει τη παραπάνω μορφή, όπου: $\chi_e(\mathbf{z})$ και $\chi_h(\mathbf{z})$ είναι οι κυματοσυναρτήσεις ηλεκτρονίων και οπών στο κβαντικό πηγάδι, E είναι το διάνυσμα πόλωσης του φωτός και u_{ck_e} και u_{ck_h} είναι οι συνήθεις εξισώσεις Bloch για ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας και οπές στη ζώνη σθένους. Η αλληλεπίδραση του φωτός με το εξιτόνιο περιγράφεται στο ολοκλήρωμα και εξαρτάται από το βαθμό επικάλυψης των κυματοσυναρτήσεων ηλεκτρονίου και οπής. Προφανώς στα κβαντικά πηγάδια έχουμε πολύ μεγαλύτερη επικάλυψη από ό,τι σε απλούς (bulk) ημιαγωγούς. Η “δύναμη” της μετάβασης χαρακτηρίζεται από την ποσότητα f που μας δίνει τη δύναμη του ταλαντωτή (oscillator strength).

$$f = \frac{2m_e\omega}{\hbar} |\langle f|E \cdot r|i\rangle|^2 \quad (2.19)$$

όπου: m_e είναι η μάζα του ηλεκτρονίου και ω η συχνότητα του φωτονίου που απαιτείται για τη μετάβαση. Η δύναμη ταλαντωτή ανα μονάδα όγκου είναι οχτώ φορές μεγαλύτερη για δισδιάστατα εξιτόνια από ό,τι για τρισδιάστατα, εξαιτίας και της μικρότερης ακτίνας Bohr των πρώτων.

$$f_{2D} = 8f_{3D} = \frac{2m_e\omega}{\hbar} |\langle u_c|E \cdot r|u_v\rangle|^2 \frac{8}{\pi\alpha_B^*{}^3} \quad (2.20)$$

Η ισχυρή σύζευξη μεταξύ εξιτονίων και του οπτικού ρυθμού της κοιλότητας σε ημιαγωγίμες μικροκοιλότητες, που εμφανίζεται όταν οι δύο καταστάσεις είναι ενεργειακά “κοντά” δημιουργεί δύο καινούρια υβριδικά σωματίδια, που ονομάζονται πολαριτόνια και είναι εν μέρει εξιτόνια και εν μέρει φωτόνια. Το σήμα κατατεθέν της ισχυρής σύζευξης και συνεπώς και της δημιουργίας πολαριτονίων είναι η μη διασταύρωση των ενεργειών των δύο καταστάσεων. Παραδείγματος χάριν αυξάνοντας τη θερμοκρασία σε ένα δείγμα, ενώ ταυτόχρονα παρατηρούμε τη φωτοφωταύγειά του, επειδή η ενέργεια του εξιτονίου μειώνεται περίπου τρεις φορές πιο γρήγορα με τη θερμοκρασία απ’ ό,τι του ρυθμού της κοιλότητας, θα πρέπει να παρατηρήσουμε τη χαρακτηριστική συμπεριφορά της αντιδιασταύρωσης (anticrossing), όπως φαίνεται και στην Εικόνα 2.9.

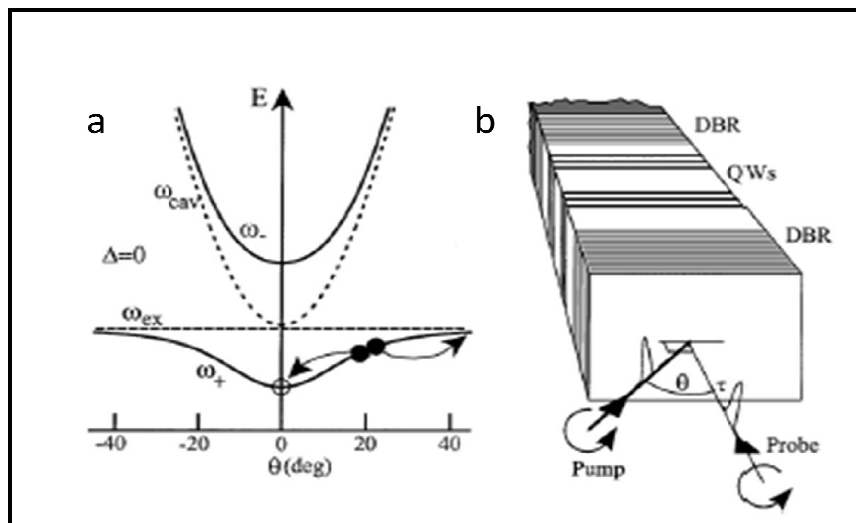


Εικόνα 2.9 Polariton anticrossing (από S. Tsintzos, et al, Nature 2008) [12].

2.4 ΠΑΡΑΜΕΤΡΙΚΗ ΕΝΙΣΧΥΣΗ EXCITON-POLARITONS

Εδώ και μια δεκαετία έχει επιβεβαιωθεί πειραματικά η παραμετρική ενίσχυση σε ημιαγωγικές μικροκοιλότητες [10]. Η παραμετρική ενίσχυση (parametric amplification) είναι η συντονισμένη σκέδαση δύο κυμάτων (φωτόνια, πολαριτόνια) με συχνότητα συντονισμού ω_0 , σε δύο κύματα με καινούργιες ιδιοσυχνότητες $\omega_0 + \omega_1$ και $\omega_0 - \omega_1$, οι οποίες ονομάζονται signal και idler αντίστοιχα. Αν ένα μη γραμμικό μέσο που δημιουργεί παραμετρική ενίσχυση τοποθετηθεί σε ένα οπτικό αντηχείο (resonator), τότε δημιουργείται μια συσκευή, που αναφέρεται ως παραμετρικός ταλαντωτής (parametric oscillator). Στις ημιαγωγικές μικροκοιλότητες μια τέτοια διαδικασία μπορεί να λάβει χώρα διεγείροντας τη δομή με έναν παλμό υπό συγκεκριμένη σταθερή γωνία, η οποία αντιστοιχεί σε συγκεκριμένη ενέργεια στο διάγραμμα διασποράς και αναφέρεται και ως “magic angle” [10]. Σε αυτή την περίπτωση η σκέδαση των δύο διεγερμένων πολαριτονίων στη θεμελιώδη κατάσταση (signal) και σε μια διεγερμένη κατάσταση (idler) πραγματοποιείται χωρίς να παραβιάζεται η διατήρηση της ενέργειας και του κυματανύσματος. Η μη γραμμική δύναμη που οδηγεί σε τέτοιου είδους σκέδαση είναι η αλληλεπίδραση Coulomb μεταξύ των πολαριτονίων. Αυτός ο μηχανισμός σκέδασης μπορεί

να παρακινηθεί από έναν δεύτερο παλμό, ο οποίος τροφοδοτεί τη θεμελιώδη κατάσταση αντλώντας την με πληθυσμό πολαριτονίων. Ένας τέτοιος παραμετρικός ενισχυτής πολαριτονίων είναι ουσιαστικά ένας παραμετρικός ταλαντωτής αφού οι καινούργιες ενεργειακές καταστάσεις είναι ιδιοκαταστάσεις των πολαριτονίων.

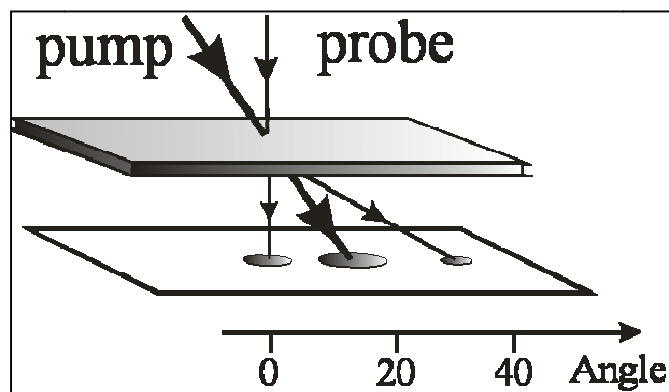


Εικόνα 2.10 Σχέσεις διασποράς πολαριτονίων και δείγμα με δέσμες pump και probe.

Τα πολαριτόνια, όντας μποζόνια, είναι πολύ καλοί υποψήφιοι για εξαναγκασμένη σκέδαση (stimulated scattering). Η πιθανότητα να συμβεί είναι ανάλογη με τον αριθμό κατειλημμένων θέσεων στην θεμελιώδη κατάσταση. Αν η θεμελιώδης κατάσταση έχει κάποιο πληθυσμό ο οποίος φαίνεται μακροσκοπικά τότε μιλάμε πράγματι για αναπαράσταση συμπύκνωσης Bose, και η σκέδαση σε αυτή την κατάσταση είναι ιδιαίτερα ενισχυμένη και πραγματοποιείται υπερβολικά γρήγορα.

Πειραματικές ενδείξεις για την εξαναγκασμένη εκπομπή των exciton-polaritons έχουν πραγματοποιηθεί μέσω της πειραματικής τεχνικής pump-probe. Σε τέτοιου είδους πειράματα αποδείχθηκε ότι τα exciton-polaritons είναι “καλά” μποζόνια και ότι η σκέδασή τους μπορεί να γίνει εξαναγκασμένη με την κατάληψη της θεμελιώδους κατάστασης (final state occupation). Η διαδικασία εξαναγκασμένης εκπομπής είναι απαραίτητη για polariton lasing.

Στην Εικόνα 2.10b φαίνεται η αναπαράσταση της τεχνικής αυτής πάνω στο δείγμα και στην Εικόνα 2.10α φαίνεται η διαδικασία εξαναγκασμένης σκέδασης πάνω στο διάγραμμα διασποράς των πολαριτονίων.



Εικόνα 2.11 Pump Probe.

Η “μαγική” γωνία (στην Εικόνα 2.10α) είναι η συγκεκριμένη γωνία θ_M (ή k_M) δηλαδή το σημείο στον κάτω κλάδο του διαγράμματος διασποράς των πολαριτονίων από το οποίο η σκέδαση πολαριτονίων μπορεί να οργανωθεί στις καταστάσεις με $k = 0$ και $k = 2k_M$. Θα πρέπει να επισημάνουμε ότι η τιμή της γωνία αυτής είναι μοναδική για κάθε σύστημα και εξαρτάται από το σχήμα της καμπύλης του lower polariton branch και κατά συνέπεια από τον αποσυντονισμό μεταξύ εξιτονίου και ρυθμού της κοιλότητας (detuning).

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: BRAGG POLARITONS

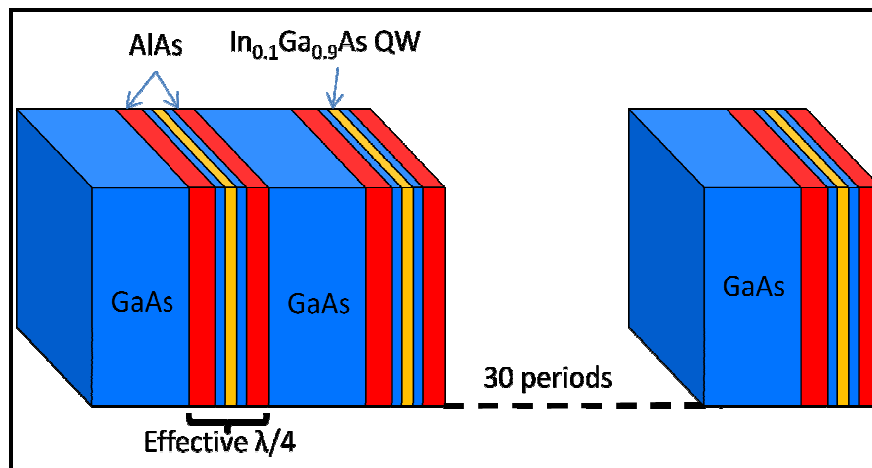
Τα τελευταία χρόνια οι ημιαγώγιμες μικροκοιλότητες έχουν προσελκύσει μεγάλο ενδιαφέρον σχετικά με τα μποζονικά χαρακτηριστικά τους και τις σημαντικές μη γραμμικές οπτικές ιδιότητες των cavity polaritons, που δημιουργούνται από την ισχυρή σύζευξη μεταξύ των εξιτονίων και των φωτονίων του οπτικού τρόπου ταλάντωσης της κοιλότητας. Οι εξελίξεις στη φυσική των πολαριτονίων έχουν ήδη οδηγήσει σε σημαντικά επιτεύγματα όπως τη συμπύκνωση πολαριτονίων και το lasing πολαριτονίων. Πρόσφατα υπήρξαν θεωρητικές [3][11] και πειραματικές [6] αναφορές ότι μπορεί να επιτευχθεί ισχυρή σύζευξη μεταξύ εξιτονίων και των φωτονικών καταστάσεων Bragg σε δομές όπου η μία περίοδος του DBR αποτελείται από ένα διπλό κβαντικό πηγάδι [5] και με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός υβριδικού σωματιδίου παρόμοιου με το πολαριτόνιο. Σ' αυτό το πλαίσιο σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε μια ημι-περιοδική δομή Bragg με ενσωματωμένα κβαντικά πηγάδια για να μελετηθούν οι ιδιότητες των νέων αυτών σωματιδίων, οι προοπτικές τους καθώς και οι ομοιότητες και διαφορές τους με πολαριτόνια μικροκοιλοτήτων.

3.1 ΗΜΙ-ΠΕΡΙΟΔΙΚΗ ΔΟΜΗ BRAGG ΜΕ ΕΝΣΩΜΑΤΩΜΕΝΑ ΚΒΑΝΤΙΚΑ ΠΗΓΑΔΙΑ

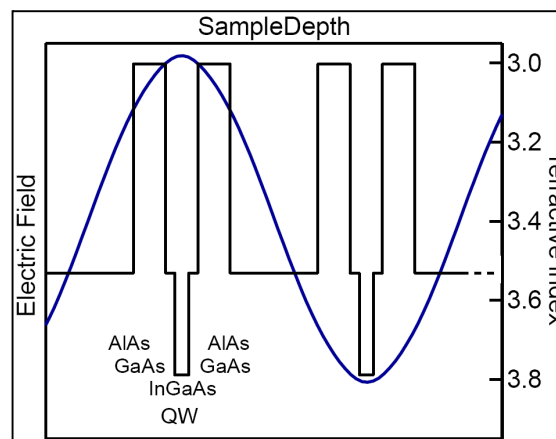
Για την ανάπτυξη της δομής Bragg, σε αντίθεση με συνηθισμένα DBR που αποτελούνται από δύο υλικά, χρησιμοποιήθηκαν τρία διαφορετικά υλικά: GaAs, AlAs καθώς και InGaAs με ποσοστό ίνδιου 10%. Η δομή, όπως φαίνεται στο σχήμα της Εικόνας 3.1, αποτελείται από εναλλασσόμενα επίπεδα GaAs, με μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης ($n_{\text{GaAs}}=3.5$), και ψευδοεπίπεδα AlAs/GaAs/InGaAs/GaAs/AlAs, μικρότερου ισοδύναμου δείκτη διάθλασης ($n_{\text{eff}} \sim 3.2$). Το οπτικό πάχος κάθε επιπέδου είναι ίσο με $\lambda_0/4$ με $\lambda_0 = 880$ nm. Συνολικά υπάρχουν 30 περίοδοι. Τα κβαντικά πηγάδια εύρους 10nm από $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ είναι τοποθετημένα συμμετρικά μέσα στο ψευδοεπίπεδο στους κόμβους του ηλεκτρικού πεδίου όπως φαίνεται στην Εικόνα 3.2. Τέλος για να εξασφαλιστεί η μέγιστη δυνατή επικάλυψη μεταξύ των μεγίστων του ηλεκτρικού πεδίου και των κβαντικών πηγαδίων έχει προστεθεί ένα συμπληρωματικό επίπεδο GaAs στην αρχή της δομής ούτως ώστε να

προκληθεί μία αλλαγή φάσης στο ηλεκτρικό πεδίο και να το “ευθυγραμμίσει” με το επίπεδα του InGaAs.

Η δομή λειτουργεί σαν μια “βελτιστοποιημένη ξεδιπλωμένη μικροκοιλότητα” (unfolded microcavity), δηλαδή αντί μιας ολοκληρωμένης μικροκοιλότητας τα κβαντικά πηγάδια ενσωματώνονται μέσα στη δομή ενός DBR.



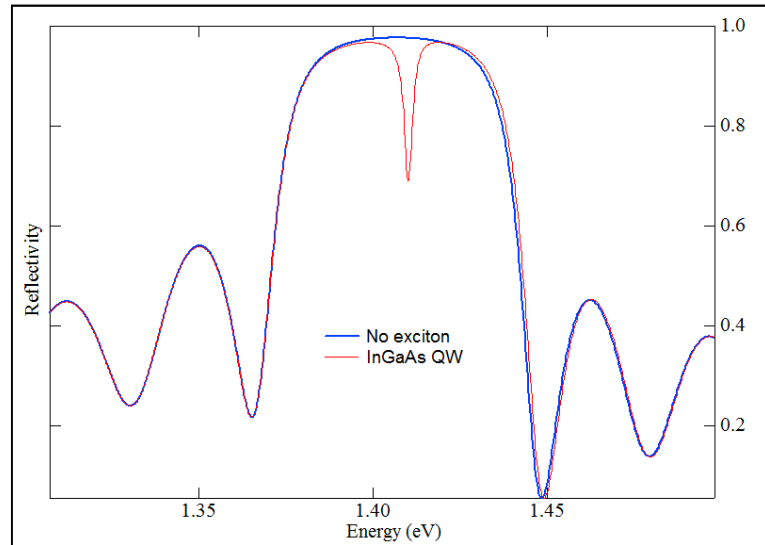
Εικόνα 3.1 Ημι-περιοδική δομή Bragg με ενσωματωμένα κβαντικά πηγάδια InGaAs.



Εικόνα 3.2 Ηλεκτρικό πεδίο για 2 πηγάδια μέσα στη δομή.

Προσομοίωση του φάσματος ανάκλασης έγινε με τη μέθοδο του transfer matrix χρησιμοποιώντας τη μη τοπική θεώρηση του εξιτονίου όπως αυτή περιγράφεται στη βιβλιογραφία [9]. Στην Εικόνα 3.3 φαίνεται το φάσμα ανάκλασης της δομής αγνοώντας αρχικά την εξιτονική απορρόφηση (μπλε γραμμή) όπου και βλέπουμε τη δημιουργία μιας

ζώνης υψηλής (περίπου 97%) ανακλαστικότητας, επικεντρωμένης στα 880 nm (1.4091 eV) με εύρος 51nm (~84meV). Εν συνεχεία λαμβάνοντας υπόψη και την εξιτονική απορρόφηση (κόκκινη γραμμή) βλέπουμε τη δημιουργία μιας ευκρινούς εξιτονικής κατάστασης στο κέντρο του φωτονικού χάσματος.



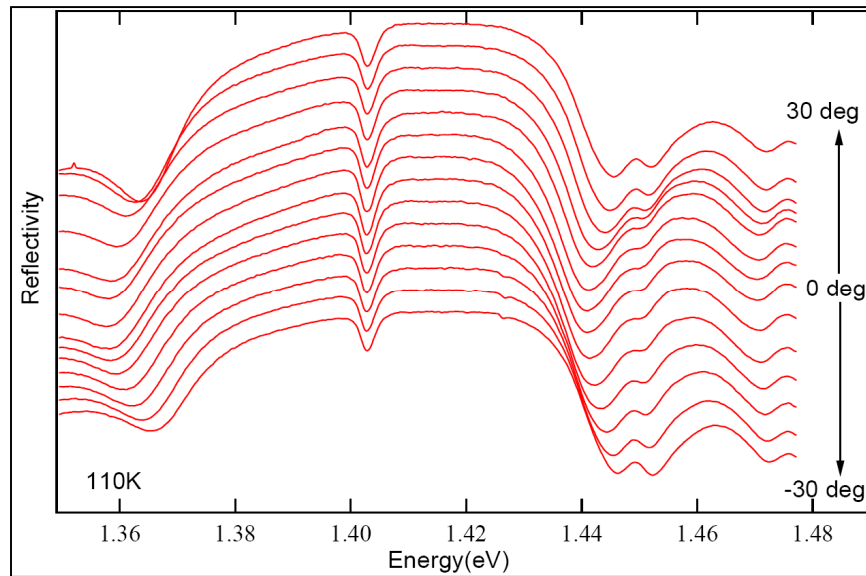
Εικόνα 3.3 Προσομοίωση του φάσματος ανάκλασης της δομής χωρίς και με την παρουσία εξιτονίου.

3.2 ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ REFLECTIVITY

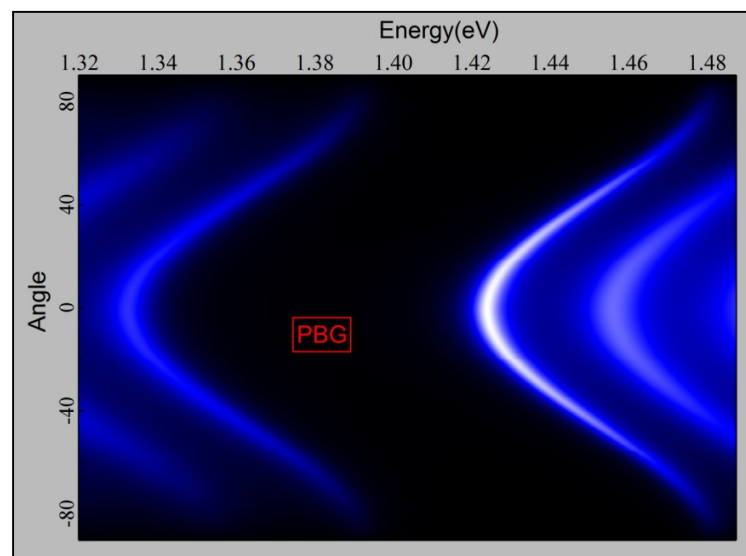
Η πειραματική μελέτη του δείγματος άρχισε με σειρά μετρήσεων οπτικού χαρακτηρισμού. Αρχικά έγιναν μετρήσεις ανακλαστικότητας με τη χρήση λάμπας λευκού φωτός. Τοποθετήσαμε το δείγμα στον κρυοστάτη και με τη χρήση κάμερας CCD πραγματοποιήσαμε φασματοσκοπικές μετρήσεις σε διάφορες θερμοκρασίες.

Για την πειραματική επιβεβαίωση, ότι το stop band του δείγματος έχει παραβολική διασπορά ως προς τη γωνία, έγινε σειρά μετρήσεων του φάσματος της ανάκλασης λευκού φωτός με διαφορετική γωνία από +30° ως -30° μοίρες στους 110K. Οι μετρήσεις αυτές φαίνονται στην Εικόνα 3.4 όπως κανονικοποιήθηκαν με το φάσμα του λευκού φωτός και παρουσιάζουν πολύ μεγάλη συμφωνία με τη θεωρητική προσομοίωση. Βλέπουμε ένα καλά διαμορφωμένο stop band, παρά την υψηλή σχετικά θερμοκρασία 110K, με εύρος 50nm, και την εξιτονική κατάσταση στο κέντρο του να μην παρουσιάζει καθόλου γωνιακή

διασπορά, ενώ οι φωτονικές καταστάσεις Bragg στην άκρη του έχουν την αναμενόμενη παραβολική συμπεριφορά. Στην Εικόνα 3.5 είναι οι αντίστοιχες προσομοιώσεις σε contour plot για γωνίες από 0° ως 89.5° και για μη πολωμένο φως, όπως και στο πείραμα, χωρίς όμως το εξιτόνιο.



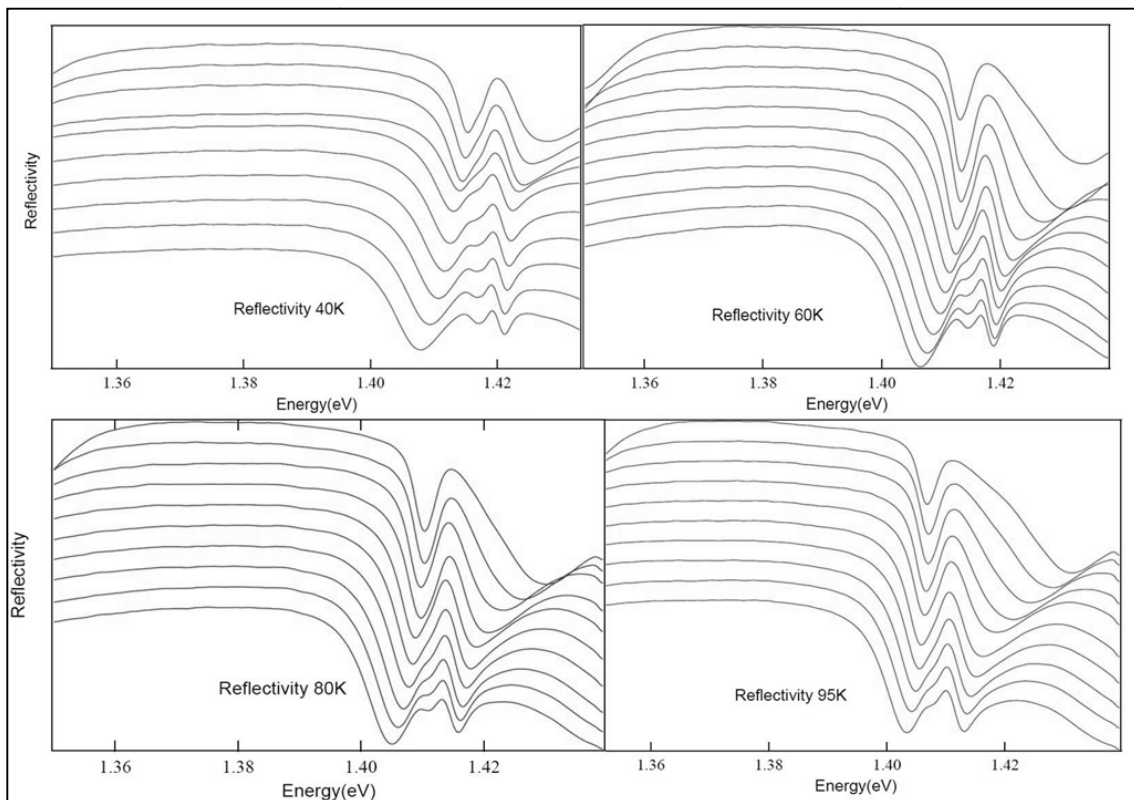
Εικόνα 3.4 Φάσματα reflectivity από -30° μέχρι $+30^\circ$ για $T_a = 110K$.



Εικόνα 3.5 Προσομοίωση TM - Contour Plot της γωνιακής διασποράς (89° ως -89°) της δομής χωρίς το εξιτόνιο.

Το γεγονός ότι η εξιτονική συχνότητα δεν παρουσιάζει γωνιακή διασπορά στο κέντρο του stop band προδίδει ότι δεν έχουμε σ' αυτό το σημείο μίξη των εξιτονικών και φωτονικών καταστάσεων. Κατεβάζοντας τη θερμοκρασία καταφέρνουμε να φέρουμε την εξιτονική συχνότητα ενεργειακά πιο κοντά στις φωτονικές καταστάσεις (στο εξής Bragg mode) στην άκρη του οπτικού χάσματος.

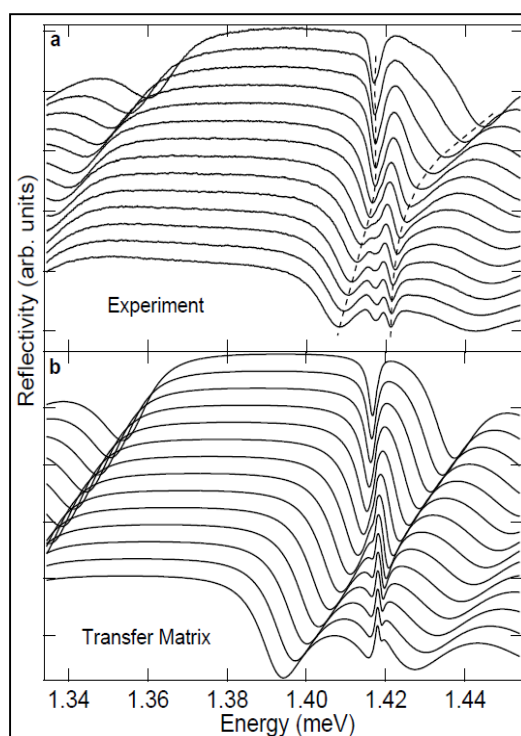
Καθώς κατά μήκος του δείγματος παρουσιάζεται μια γραμμική απόκλιση στο πάχος του (wedge) με αποτέλεσμα σε διπλανά σημεία του wafer το κέντρο του stop band να είναι ελαφρά μετατοπισμένο, ενώ η εξιτονική συχνότητα μένει σταθερή. Συνεπώς έχουμε διαφορετική ενεργειακή διαφορά μεταξύ της συχνότητας του εξιτονίου και του ανώτερου (ενεργειακά) Bragg mode, και έτσι δίνεται η δυνατότητα να κάνουμε μετρήσεις reflectivity σαρώνοντας κατά μήκος του δείγματος και να έχουμε διαφορετικό detuning.



Εικόνα 3.6 Φασματικές μετρήσεις ανάκλασης σαρώνοντας το δείγμα για διαφορετικές θερμοκρασίες.

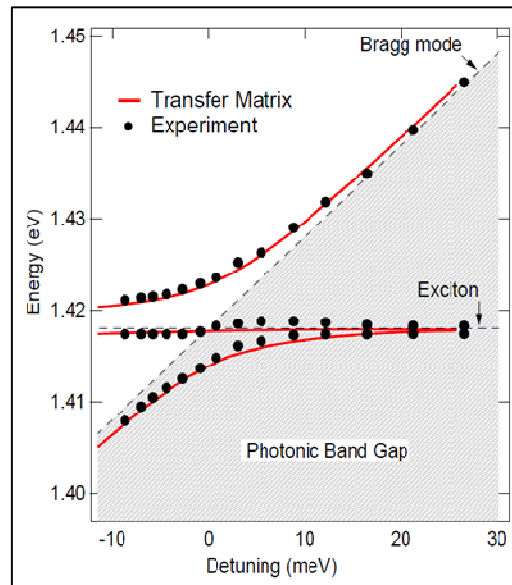
Στην Εικόνα 3.6 φαίνονται τέτοιες μετρήσεις για την ίδια περιοχή του δείγματος σε διαφορετικές θερμοκρασίες. Παρατηρούμε τη χαρακτηριστική συμπεριφορά anticrossing μεταξύ του εξιτονίου και του Bragg mode, η οποία είναι και το σήμα κατατεθέν της ισχυρής σύζευξης καθώς και μια ενδιάμεση κατάσταση η οποία ενεργειακά φαίνεται να είναι καθαρά εξιτονική. Από την αναλυτική θεωρία του συζευγμένου αρμονικού ταλαντωτή, όπως αυτή παρουσιάζεται παρακάτω, η ενδιάμεση αυτή κατάσταση αποδεικνύεται πως είναι καθαρά εξιτονική, δηλαδή δεν αναμυγνύεται με τη φωτονική κατάσταση του Bragg mode. Με άλλα λόγια δεν συμμετέχουν και τα 30 κβαντικά πηγάδια στην ισχυρή σύζευξη με τη φωτονική κατάσταση παρά μόνον ένα ποσοστό από αυτά.

Για τη περαιτέρω διερεύνηση του φαινομένου πραγματοποιήσαμε θεωρητικές προσομοιώσεις με τη μέθοδο του πίνακα μεταφοράς, με σταθερή τη συχνότητα του εξιτονίου και αυξάνοντας σταδιακά το μήκος της περιόδου της δομής με αποτέλεσμα το κέντρο του stop Band ή αλλιώς η συχνότητα ω_B να μετατοπίζεται προς μικρότερες ενέργειες, όπως φαίνεται στην Εικόνα 3.7. Η συμφωνία πειράματος και θεωρητικής προσομοίωσης είναι πολύ καλή.



Εικόνα 3.7 (α) Πείραμα και (β) θεωρητική προσομοίωση πειράματος με TM.

Από τα γραφήματα της Εικόνας 3.7 εξάγαμε τις θεωρητικές και πειραματικές γραμμικές σχέσεις διασποράς του εξιτονίου του υψηλότερου ενεργειακά Bragg mode και της ενδιάμεσης τρίτης κατάστασης συναρτήσει της ενεργειακής διαφοράς (detuning) $\Delta = \omega_{u1} - \omega_x$, όπου ω_x είναι η ενέργεια του εξιτονίου και ω_{u1} η ενέργεια του πρώτου bragg mode στην ενεργειακά υψηλότερη άκρη του stop band, οι οποίες και εμφανίζονται στην Εικόνα 3.8.

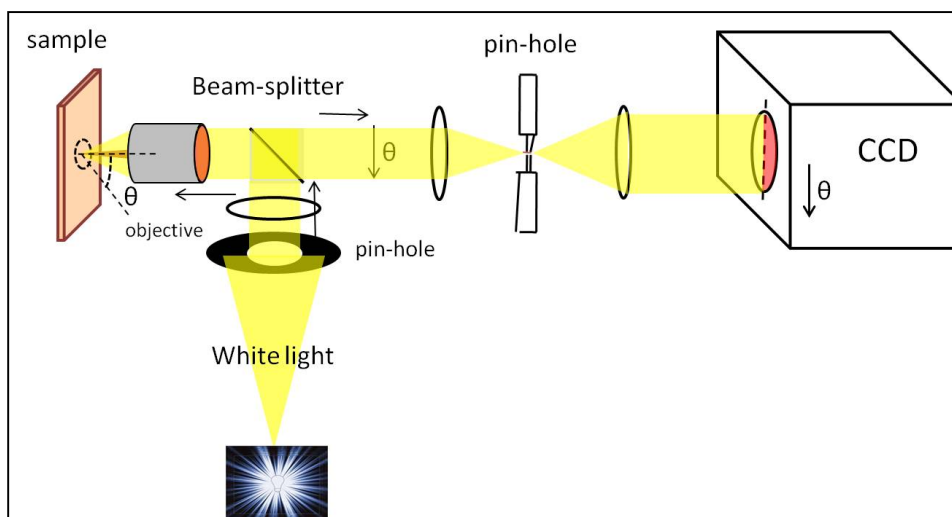


Εικόνα 3.8 Πειραματικές και θεωρητικές σχέσεις διασποράς ω_{u1} και ω_x .

Το Rabi splitting του anticrossing είναι ίσο με $\Omega_R = 8.9 \text{ meV}$ οπότε και γίνεται προφανές ότι με το εξιτόνιο στο κέντρο του stop band δηλαδή $\Delta \approx 40 \text{ meV}$ είναι λογικό το εξιτόνιο να μην έχει γωνιακή διασπορά καθώς δεν έχουμε αποτελεσματική μίξη των καταστάσεων. Οι δύο κλάδοι που αντιδιασταυρώνονται (anticross) ονομάστηκαν Bragg Polaritons κατά αντιστοιχία των Cavity Polaritons. Όπως φαίνεται και από την Εικόνα 3.8 για μηδενικό αποσυντονισμό (detuning) οι κλάδοι των Bragg Polaritons δεν συμπίπτουν ούτε με την εξιτονική συχνότητα ούτε με τον κλάδο της κατάστασης Bragg αλλά είναι σε μια ενδιάμεση υβριδική κατάσταση.

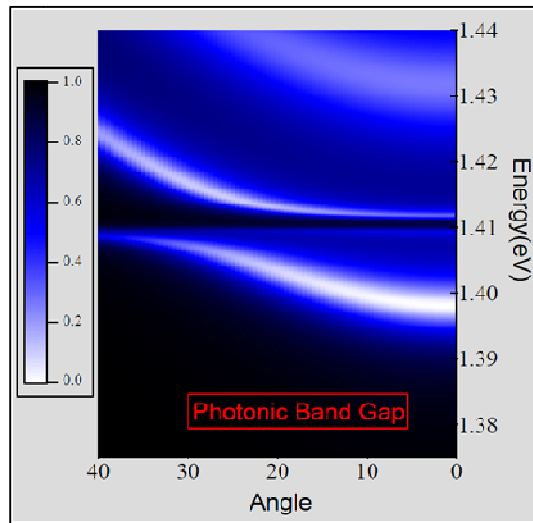
Εν συνεχεία για τον προσδιορισμό και της γωνιακής διασποράς των πολαριτονίων Bragg πραγματοποιήθηκαν πειράματα απεικόνισης της με τη βοήθεια λευκού φωτός. Η

πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε φαίνεται σχηματικά στην Εικόνα 3.9, όπου λευκό φως αφού περάσει από έναν διαχωριστή δέσμης (beam splitter) με τη βοήθεια ενός φακού objective εστιάζεται στο δείγμα που βρίσκεται μέσα στον κρυοστάτη. Η διάταξη μπορεί να απεικονίσει τη διασπορά μέχρι γωνίες 30 μοιρών.

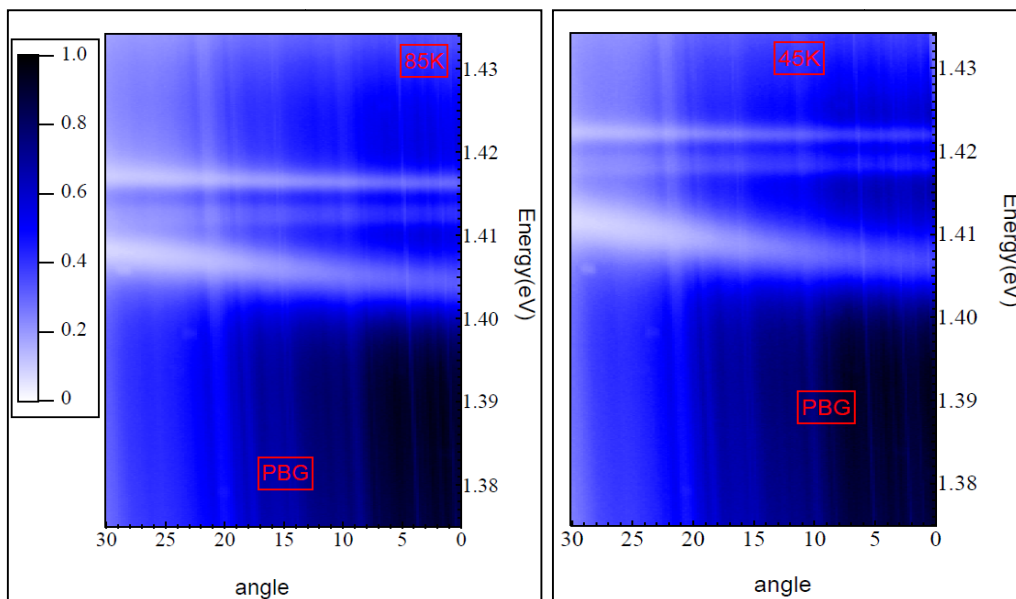


Εικόνα 3.9 Πειραματική διάταξη απεικόνισης γωνιακής διασποράς με λευκό φως.

Πριν προχωρήσουμε στα πειραματικά αποτελέσματα, θα αναλύσουμε τη θεωρητική Εικόνα 3.10, που προέκυψε με χρήση της μεθόδου TM για τη γωνιακή διασπορά των πολαριτονίων Bragg για detuning $d = -12\text{meV}$. Η εικόνα είναι παρόμοια με αυτήν για τη διασπορά πολαριτονίων μικροκυλιότητας. Όπως δείξαμε παραπάνω ολόκληρο το φωτονικό χάσμα παρουσιάζει παραβολική γωνιακή διασπορά, οπότε όσο αυξάνει η γωνία μειώνεται η ενεργειακή διαφορά μεταξύ Bragg mode και εξιτονικής συχνότητας (για αρνητικό detuning). Συνεπώς για κάποια γωνία θ η οποία εξαρτάται από το detuning θα πρέπει να παρατηρήσουμε συμπεριφορά αντιδιασταύρωσης όπως ακριβώς και βλέπουμε και στην Εικόνα 3.10. Για $\theta = 0^\circ$ και για μικρές γωνίες φαίνεται καθαρά ο άνω κλάδος των Bragg polaritons (με $E=1.412\text{eV}$) με επίπεδη διασπορά, ενώ λίγο χαμηλότερα διακρίνεται και η εξιτονική συχνότητα που δεν είναι συζευγμένη ($E=1.409$). Για $\theta \approx 25^\circ$ ο ανώτερος κλάδος (Upper Bragg Polariton, UBP) αρχίζει να παρουσιάζει παραβολική διασπορά, ενώ ο χαμηλότερος κλάδος (Lower Bragg Polariton, LBP) γίνεται επίπεδος. Περιμένουμε από τις πειραματικές μετρήσεις να παρουσιάζουν ανάλογη συμπεριφορά.



Εικόνα 3.10 contour plot της προσομοίωσης της ανάκλασης της δομής με χρήση TM.



Εικόνα 3.11 Πειραματικές μετρήσεις reflectivity imaging για 45K και 85K.

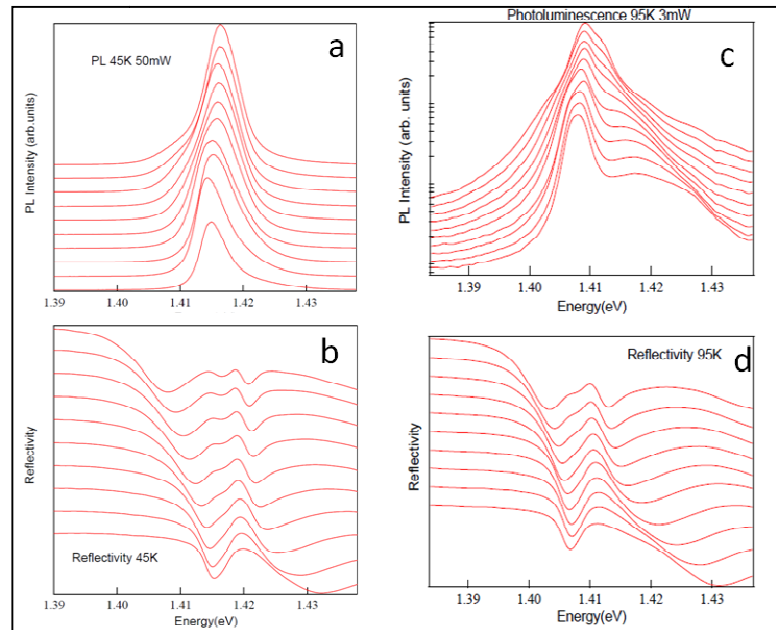
Τα πειραματικά αποτελέσματα για θερμοκρασίες 45K και 85K φαίνονται στην παρακάτω Εικόνα 3.11. Για διαφορετικές θερμοκρασίες έχουμε διαφορετικό detuning καθώς η εξιτονική συχνότητα μεταβάλλεται περίπου τρεις φορές πιο γρήγορα από το Bragg mode. Στην εικόνα δεν φαίνεται καθαρά το anticrossing των Bragg Polaritons καθώς

περιοριζόμαστε και από τη γωνία αλλά η συμπεριφορά είναι συνεπής με αυτό που περιμένουμε.

3.3 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΦΩΤΟΦΩΤΑΥΓΕΙΑΣ (PL)

Πέραν των πειραμάτων αντανάκλασης με λευκό φως (white light reflectivity), πραγματοποιήθηκαν και πειράματα φωτοφωταύγειας (photoluminescence) με non-resonant διέγερση. Συγκεκριμένα χρησιμοποιήθηκαν ένα κόκκινο διοδικό laser με μήκος κύματος εκπεμπόμενης ακτινοβολίας 655nm και μέγιστη ισχύ κοντά στα 55mW. Εναλλακτικά για μετρήσεις εξάρτησης από την ένταση διέγερσης χρησιμοποιήθηκε ένα σύστημα Mira με κρύσταλλο Ti:Sapphire ρυθμισμένο στα 750nm.

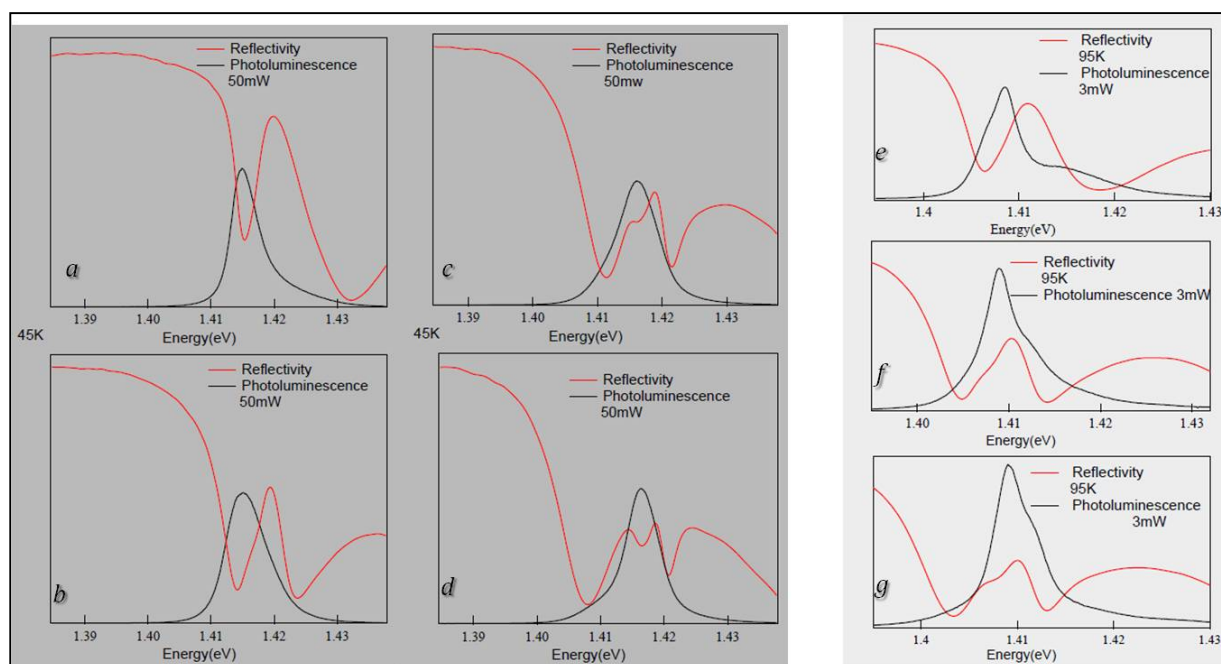
Τα πρώτα πειράματα photoluminescence διενεργήθηκαν με το διοδικό laser και σαρώνοντας το δείγμα, εκμεταλευόμενοι δηλαδή το διαφορετικό detuning κατά μήκος του δείγματος. Στις ακριβώς ίδιες συνθήκες πραγματοποιούνταν και μετρήσεις reflectivity, έτσι ώστε να υπάρχει ένα πλαίσιο αναφοράς για να καθοριστεί από ποιο κλάδο προέρχεται το σήμα μας. Η αρχική εκτίμηση είναι ότι θα πρέπει να προέρχεται κυρίως από την ενδιάμεση ασύζευκτη εξιτονική κατάσταση, ενώ αναμένεται να έχουμε και σήμα από τους κλάδους των Bragg Polaritons οι οποίοι έχουν και εξιτονικό κομμάτι, το οποίο θα εξαρτάται εν γένει από τον αποσυντονισμό τους. Στην εικόνα 3.12a και 3.12c έχουμε το φάσμα της PL για 2 διαφορετικές θερμοκρασίες. Στην Εικόνα 3.12c η οποία είναι σε λογαριθμική κλίμακα μπορούμε να δούμε το φάσμα της PL αρχικά (από κάτω προς τα πάνω) να έχει μια καλώς ορισμένη κορυφή και μια παραμόρφωση σε υψηλότερες ενέργειες, όπου βρίσκεται το Bragg mode. Σε συνδυασμό και με την Εικόνα 3.12d όπου έχουμε το αντίστοιχο φάσμα reflectivity και λαμβάνοντας υπόψη και τις γραμμικές σχέσεις διασποράς (Εικόνα 3.8), μπορούμε να αντιληφθούμε ότι η παραμόρφωση προέρχεται από το εξιτονικό κομμάτι του Bragg mode (που πλέον πρέπει να αποκαλούμε Upper Bragg polariton). Επίσης μπορούμε να συμπεράνουμε ότι στην πρώτη κορυφή ενυπάρχουν δυο καταστάσεις που δεν βλέπουμε καθώς δεν μας το επιτρέπει η ανάλυση του σπεκτρομέτρου μας.



Εικόνα 3.12 (α) Photoluminescence σε 45K, (β) αντίστοιχο φάσμα reflectivity, (γ) photoluminescence σε 95K σε λογαριθμική κλίμακα και (δ) αντίστοιχο φάσμα reflectivity.

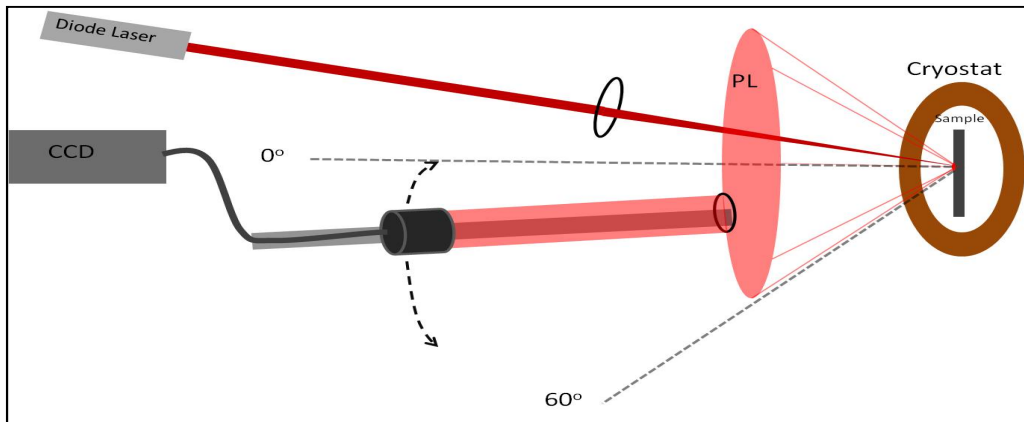
Στα τελευταία φάσματα της Εικόνας 3.12c όπου πλέον το UBP έχει πλησιάσει την εξιτονική συχνότητα το βλέπουμε να ‘κερδίζει’ σε σήμα γεγονός που δείχνει ότι έχει αυξηθεί το εξιτονικό του κομμάτι.

Για την καλύτερη οπτικοποίηση της συνεισφοράς της κάθε κατάστασης στο σήμα της PL είναι χρήσιμο να παραθέσουμε τα αντίστοιχα φάσματα PL και reflectivity όπως έχει γίνει στην Εικόνα 3.13. Από τα γραφήματα όπου η τριπλέτα καταστάσεων φαίνεται καθαρά (Εικόνα 3.13c,d,f,g) επιβεβαιώνεται η αρχική εκτίμηση ότι το κυρίως μέρος του σήματος προέρχεται από την μεσσαία εξιτονική κατάσταση, που δεν συνεισφέρει στην ισχυρή σύζευξη. Ακόμα είναι εμφανές ότι και οι άλλες δυο καταστάσεις έχουν κάποια συνεισφορά στο σήμα η οποία διαφοροποιείται όπως είναι αναμενόμενο ανάλογα με το detuning.



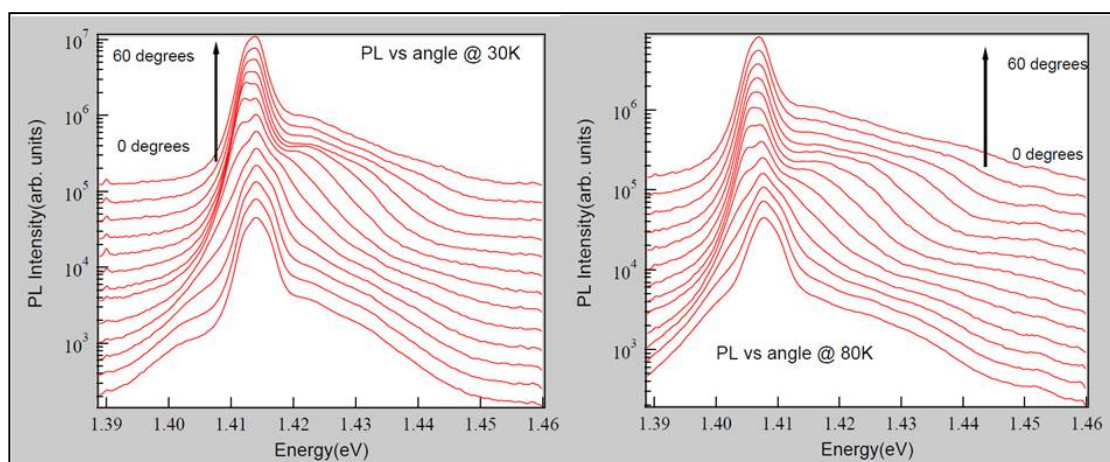
Εικόνα 3.13 Photoluminescence (μαύρη γραμμή) και reflectivity (κόκκινη γραμμή) για διαφορετικά σημεία και θερμοκρασίες στο δείγμα.

Στα προηγούμενα πειράματα photoluminescence το σήμα προερχόταν από $\theta = 0^\circ$. Καθώς έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον να δούμε την απόκριση του σήματος της PL για διαφορετικές γωνίες, έγιναν πειράματα όπου η συλλογή του σήματος γινόταν από οπτική ίνα η οποία ήταν προσαρμοσμένη σε ένα βραχίονα που μπορούσε να περιστρέφεται γύρω από τον άξονα του δείγματος. Ολόκληρη η διάταξη φαίνεται σχηματικά στην Εικόνα 3.14. Με τη συγκεκριμένη διάταξη καταφέραμε να πάρουμε μετρήσεις για γωνίες από 0° μέχρι και 60° . Όπως έχουμε διαπιστώσει η εξιτονική συχνότητα στερείται γωνιακής διασποράς, οπότε η διαφοροποίηση του σήματος της PL σ' αυτές τις μετρήσεις θα προέρχεται εξ ολοκλήρου από τη διασπορά που έχει το φωτονικό μέρος των Bragg Polaritons δηλαδή από τη γωνιακή διασπορά του upper Bragg mode.



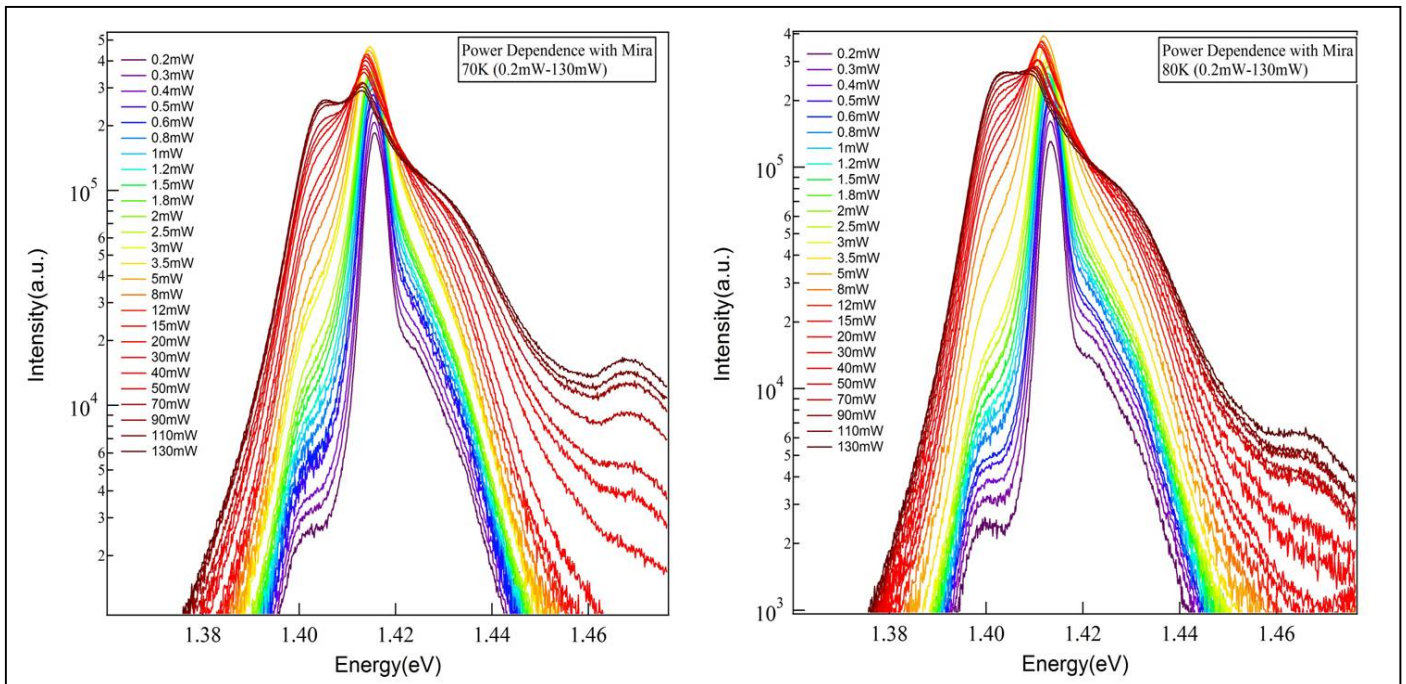
Εικόνα 3.14 Πειραματική διάταξη angle resolved Photoluminescence.

Στην Εικόνα 3.15 βλέπουμε δύο γραφήματα με μετρήσεις της γωνιακής εξάρτησης της φωτοφωταύγειας του δείγματος μας σε λογαριθμική κλίμακα και ανά 5 μοίρες. Για μεγάλες γωνίες, $\theta = 60^\circ$, η εξιτονική συχνότητα βρίσκεται μέσα στο φωτονικό χάσμα και δεν αλληλεπιδρά με το upper Bragg mode. Καθώς όμως μετακινούμαστε προς μικρότερες γωνίες το detuning μειώνεται, το upper Bragg Polariton πλησιάζει ενεργειακά την εξιτονική συχνότητα και το lower Bragg Polariton αρχίζει να απομακρύνεται. Επειδή το εξιτονικό του κομμάτι είναι ακόμα ισχυρό εμφανίζεται αριστερά από την κεντρική κορυφή του σήματος αν και γρήγορα εξασθενεί ως συνέπεια της μείωσης της εξιτονικής του συνιστώσας. Επίσης παρατηρούμε πως το σήμα που αντιστοιχεί στο upper Bragg Polariton για μεγάλες γωνίες είναι αρκετά πλατύ, γεγονός που ανταποκρίνεται στο ότι η συνιστώσα του φωτονικού μέρους που κυριαρχεί σε αυτήν την περίπτωση, προέρχεται από το Bragg mode το οποίο έχει σημαντικά μεγαλύτερο εύρος από το linewidth του εξιτονίου.



Εικόνα 3.15 Μετρήσεις PL για 30K και 80K από 0° μέχρι 60° ανά 5°.

Η ποιοτική περιγραφή της φωτοφωταύγειας δεν θα ήταν ολοκληρωμένη χωρίς να λάβουμε υπόψη την εξάρτηση του σήματος από την ένταση της δέσμης του laser. Χρησιμοποιώντας για την οπτική διέγερση του δείγματος το σύστημα Mira της Coherent το οποίο μπορεί να φτάσει σε πολλή μεγάλη ένταση δέσμης (τυπικές τιμές κοντά στα 500mW) διεξάγαμε πειράματα photoluminescence ως συνάρτηση της έντασης, για τιμές από 0.2mW ως 130mW. Τα αποτελέσματα παρουσιάζουν εξαιρετικό ενδιαφέρον καθώς έχουμε εμφανή μη γραμμική συμπεριφορά. Στην Εικόνα 3.16 απεικονίζονται δύο γραφήματα του σήματος της φωτοφωταύγειας για $\theta = 0^\circ$ και για δύο διαφορετικές τιμές της θερμοκρασίας, κανονικοποιημένα ως προς την ένταση διέγερσης. Βεβαίως για τόσο μεγάλες τιμές έντασης είναι σχεδόν δεδομένο ότι αυξάνουμε και τη θερμοκρασία στο δείγμα μας όπως και φαίνεται στα γραφήματα από τη μικρή μετατόπιση της κεντρικής κορυφής προς μικρότερες ενέργειες. Για μικρές εντάσεις όπως είδαμε και προηγουμένως κυριαρχεί ο μεσσαίος αμιγώς εξιτονικός κλάδος αλλά από τα 50mW περίπου και πάνω η συνεισφορά από τα UBP και LBP αρχίζει να κερδίζει έδαφος. Η εξάρτηση των Bragg polariton από την ένταση παρουσιάζει έντονη μη γραμμικότητα.



Εικόνα 3.16 Εξάρτηση της φωτοφωταύγειας από τη ένταση διέγερσης για 70K και 80K

Όπως αναφέρει η βιβλιογραφία η παρουσία φωτονικού χάσματος μπορεί να αναστείλει σημαντικά την αυθόρμητη εκπομπή [13]. Η εκτίμηση μας είναι ότι λόγω αυτού του φαινομένου, από κάποια ένταση και πάνω οι φορείς στα κβαντικά πηγάδια της ασύζευκτης εξιτονικής συχνότητας αδυνατούν να αποδιεγερθούν αρκετά γρήγορα και συνεπώς αυξάνουν οι φορείς στα πηγάδια, που είναι συζευγμένα με το πεδίο και των οποίων η αυθόρμητη εκπομπή και για αυτόν τον λόγω δεν έχει ανασταλεί. Η τιμή της έντασης στην οποία συμβαίνει αυτό εξαρτάται και από τη σχετική θέση της συχνότητας του εξιτονίου μέσα στο φωτονικό χάσμα και συγκεκριμένα όσο μεγαλώνει το detuning και η εξιτονική συχνότητα βρίσκεται βαθύτερα μέσα στο χάσμα αυτή μικραίνει.

3.4 ΜΟΝΤΕΛΟ ΣΥΖΕΥΓΜΕΝΟΥ ΑΡΜΟΝΙΚΟΥ ΤΑΛΑΝΤΩΤΗ

Η αναλυτική θεωρία για την περιγραφή του φωτονικού χάσματος προκύπτει αν στην κβαντομηχανική περιγραφή για τη διάδοση φωτονίων μέσα σε μέσο με διηλεκτρική συνάρτηση $\epsilon(r)$, που περιγράφεται από τη χαμιλτονιανή (3.1), θεωρήσουμε τη διηλεκτρική συνάρτηση περιοδική [11].

$$H_{ph} = \frac{1}{8\pi} \int dr [\epsilon(r)E^2 + H^2] \quad (3.1)$$

Για σταθερή διηλεκτρική συνάρτηση ($\epsilon(r) = \epsilon_0$) η μορφή της (3.1) στη γλώσσα της δεύτερης κβάντωσης, ανάγεται σε ένα άθροισμα ταλαντωτών, που αντιστοιχούν σε φωτόνια, με συχνότητες $\omega_c = \frac{cK}{\sqrt{\epsilon_0}}$ όπου K είναι το κυματόνισμα, ουσιαστικά δηλαδή σε στάσιμα κύματα στο μέσο [1]. Διαμόρφωση της διηλεκτρικής συνάρτησης προκαλεί φαινόμενα διάθλασης με αποτέλεσμα οι λύσεις της (3.1) να μην είναι πλέον στάσιμα κύματα αλλά να εξαρτώνται από τη μορφή της $\epsilon(r)$.

3.4.1 Φωτονικό χάσμα σε μια Διεύθυνση – *Incomplete Photonic Bandgap*

Την περιγραφή ενός υλικού με φωτονικό χάσμα σε μια διεύθυνση μπορούμε να την προσεγγίσουμε, υποθέτοντας περιοδική διηλεκτρική συνάρτηση ως προς τον άξονα διάδοσης z .

$$\epsilon(z) = \epsilon_0 + \delta\epsilon \cos(\sigma z + \varphi) \quad (3.2)$$

όπου: $\delta\epsilon$ είναι το πλάτος της διαμόρφωσης με τον περιορισμό να έχουμε $\delta\epsilon \ll \epsilon_0$, $\sigma = 2\pi/D$ με D την περίοδο της διαμόρφωσης και φ μια φάση που καθορίζει αν στο υλικό έχουμε στην αρχή υψηλό ή χαμηλό δείκτη διάθλασης.

Με αυτόν τον τρόπο το $\epsilon(z)$ παίρνει τιμές από $\epsilon_0 + \delta\epsilon$ μέχρι $\epsilon_0 - \delta\epsilon$. Περιγράφει δηλαδή προσεγγιστικά τη διάδοση σε μέσο, όπου ο δείκτης διάθλασης περιοδικά μεταβάλλεται μεταξύ των δύο τιμών. Βέβαια σε ένα πραγματικό υλικό φωτονικού χάσματος όπως είναι ένα DBR η αλλαγή του δείκτη διάθλασης είναι πολύ πιο απότομη και φυσικά η περιοδικότητα δεν συνεχίζεται επ' άπειρον. Παρόλα αυτά η παραπάνω μέθοδος είναι μια πολύ καλή προσέγγιση.

Επίσης υποθέτουμε ότι το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο και το ε είναι ομογενή κατά τους άξονες y και x οπότε και η πόλωση του φωτός δεν παίζει κάποιο σημαντικό ρόλο. Η (3.1) λαμβάνοντας υπόψη ότι το K είναι περιορισμένο στην “περιοχή” της πρώτης συχνότητας Bragg δηλαδή σε $K = \sigma/2$ μπορεί να γραφεί στη βάση μη συζευγμένων φωτονίων ($|C+\rangle$, $|C-\rangle$) που διαδίδονται σε θετικές και αρνητικές κατευθύνσεις [11].

$$\widehat{H}_{ph} = \begin{pmatrix} \omega_{c+} & \Omega_B \\ \Omega_B & \omega_{c-} \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

$$\omega_{c+} = \frac{Kc}{n} \quad (4.4) \quad \omega_{c-} = \frac{2\pi c}{nd} - \frac{Kc}{n} \quad (3.5)$$

όπου: το n αντιστοιχεί στον ενεργό δείκτη διάθλασης της δομής και Ω_B είναι το μισό του φωτονικού χάσματος και συνδέεται με το πλάτος της διαμόρφωσης.

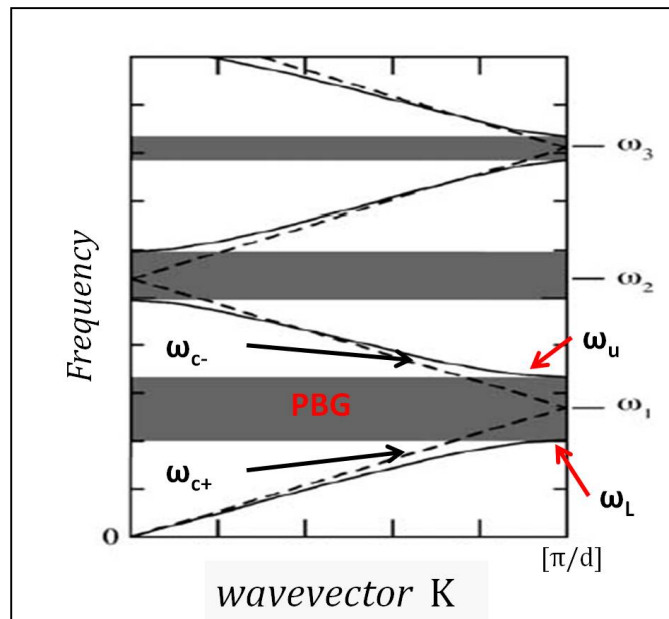
$$\Omega_B = \frac{\omega_B \delta \varepsilon}{2\varepsilon_0} \quad (3.6)$$

$$\omega_B = \frac{\pi c}{nD}$$

όπου: ω_B είναι η συχνότητα του κέντρου του οπτικού χάσματος και D η περίοδος της δομής.

Διαγωνοποιώντας την χαμιλτονιανή (3.3) περνάμε στη βάση καταστάσεων των κυμάτων Bloch και παίρνουμε τελικά τη σχέση διασποράς των δύο φωτονικών κλάδων όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.17.

$$\omega_{u,l} = \frac{1}{2} [\omega_{c+} + \omega_{c-}] \pm \sqrt{(\omega_{c+} + \omega_{c-})^2 + 4\Omega_B^2} \quad (3.7)$$



Εικόνα 3.17 Σχέσεις διασποράς σε δομή φωτονικού χάσματος

Οι παραπάνω σχέσεις ισχύουν για έναν άπειρο ανακλαστήρα Bragg για τον οποίο το k έχει συνεχές φάσμα. Στη δική μας, προφανώς μη άπειρη δομή, το k και συνεπώς και τα $\omega_{u,l}$ έχουν διακριτές τιμές. Οι ιδιοκαταστάσεις του πεπερασμένου ανακλαστήρα Bragg, στις οποίες θα αναφερόμαστε ως καταστάσεις Bragg (ή Bragg modes) εφεξής, με ιδιοσυχνότητες ω_{ui} και ω_{li} αντιστοιχούν στα ελάχιστα του φάσματος ανάκλασης στην περιοχή έξω από το οπτικό χάσμα (εικόνα 3.19α). Αξίζει να αναφερθεί ότι οι καταστάσεις Bragg με διαφορετικό ω_{ui} είναι ορθογώνιες μεταξύ τους αλλά εμείς θα θεωρήσουμε αλληλεπίδραση μόνο με τον πρώτο Bragg mode.

3.4.1 Φωτονικό χάσμα: σύζευξη με εξιτονική συχνότητα

Εισάγοντας σ' αυτήν την εικόνα τις εξιτονικές κυματοσυναρτήσεις Bloch $|X+\rangle$ και $|X-\rangle$ των οποίων η ενέργεια είναι εκφυλισμένη και τις οποίες μπορούμε να ξαναγράψουμε με τη μορφή του συμμετρικού και αντισυμμετρικού γραμμικού συνδυασμού τους [11],

$$|X_s\rangle = \frac{(|X_+\rangle + |X_-\rangle)}{\sqrt{2}} \quad |X_A\rangle = \frac{(|X_+\rangle - |X_-\rangle)}{\sqrt{2}} \quad (3.8, 3.9)$$

έχουμε για την ολοκληρωμένη χαμιλτονιανή του συστήματος στη βάση των μη συζευγμένων φωτονίων και ακολούθως στη βάση των καταστάσεων Bloch:

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} C_+ & C_- & X_+ & X_- \\ \omega_{c+} & \Omega_B & \Omega_R & 0 \\ \Omega_B & \omega_{c-} & 0 & \Omega_R \\ \Omega_R & 0 & \omega_\chi & 0 \\ 0 & \Omega_R & 0 & \omega_\chi \end{pmatrix} \rightarrow \hat{H}_{Bloch} = \begin{pmatrix} B_u & B_l & X_s & X_A \\ \omega_u & 0 & 0 & \sqrt{2}\Omega_R \\ 0 & \omega_l & \sqrt{2}\Omega_R & 0 \\ 0 & \sqrt{2}\Omega_R & \omega_\chi & 0 \\ \sqrt{2}\Omega_R & 0 & 0 & \omega_\chi \end{pmatrix} \quad (3.10) \quad (3.11)$$

Όσον αφορά τις συγκεκριμένες συνθήκες που επικρατούν στο πείραμα, όταν η συχνότητα του εξιτονίου βρίσκεται κοντά στη συχνότητα του upper Bloch mode (ω_{u1}) και για $\Omega_R \ll \Omega_B$, μπορούμε να αγνοήσουμε την αλληλεπίδραση μεταξύ των εξιτονικών καταστάσεων και του lower Bloch mode (ω_l). Σ' αυτή την περίπτωση η Χαμιλτονιανή (3.11) μπορεί να απλοποιηθεί περαιτέρω (3.12) και εισάγοντας και τον ορισμό του αποσυντονισμού (detuning) μεταξύ ω_{u1} και ω_χ ($\Delta = \omega_{u1} - \omega_\chi$) να καταλήξουμε στην (3.13).

$$\hat{H}_{Bloch} = \begin{pmatrix} \omega_{u1} & 0 & \sqrt{2}\Omega_R \\ 0 & \omega_\chi & 0 \\ \sqrt{2}\Omega_R & 0 & \omega_\chi \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

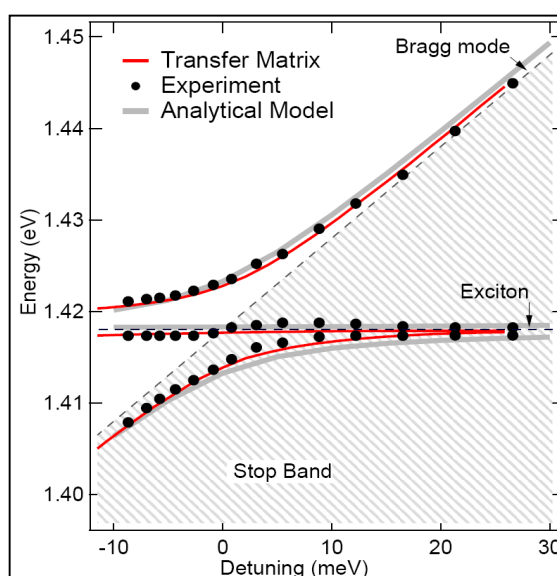
$$\hat{H}_{Bloch} = \begin{pmatrix} \omega_\chi + \Delta & 0 & \sqrt{2}\Omega_R \\ 0 & \omega_\chi & 0 \\ \sqrt{2}\Omega_R & 0 & \omega_\chi \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Οι τρεις ιδιοσυχνότητες της (3.13) είναι :

$$\omega_1 = \omega_\chi \quad \omega_{2,3} = \omega_\chi + \frac{1}{2} \pm \sqrt{\Delta^2 + 8\Omega_R^2} \quad (3.14)$$

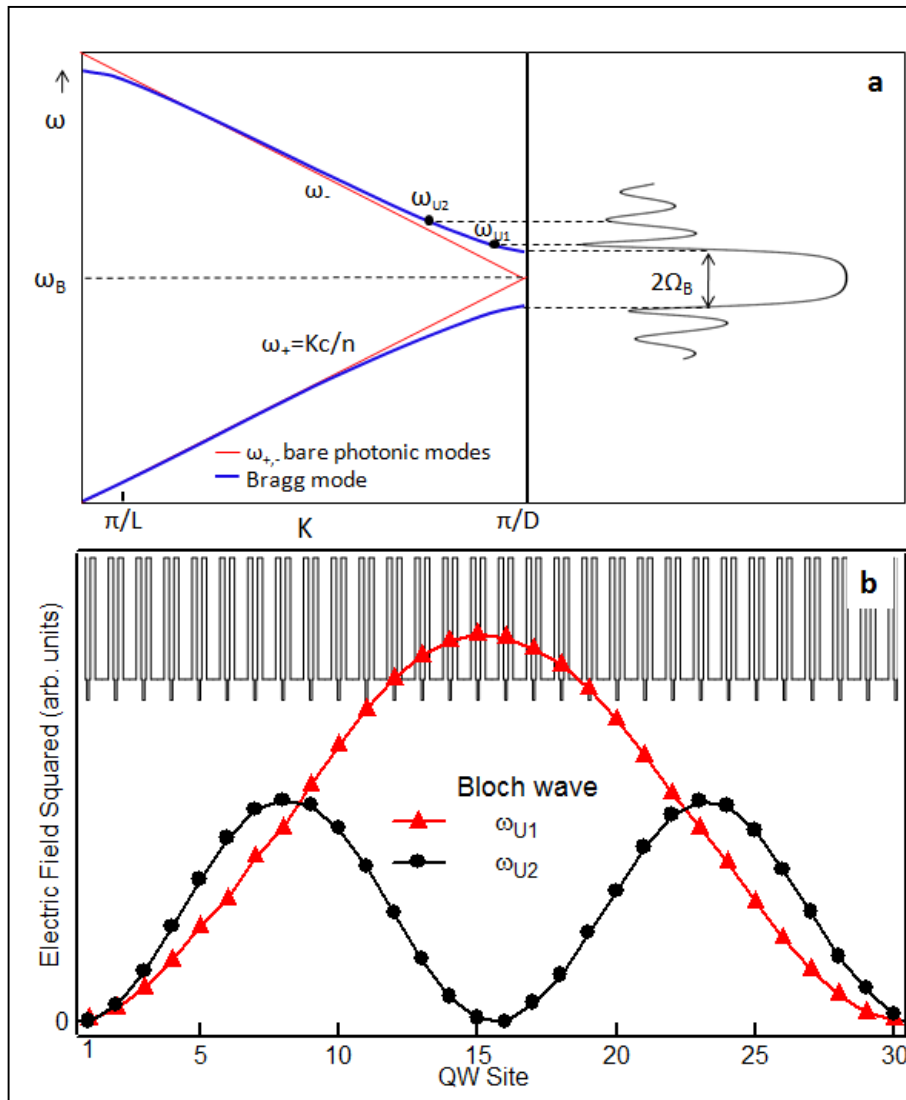
Οι οποίες αντιστοιχούν στην τριπλέτα καταστάσεων που παρατηρούμε και που είναι αποτέλεσμα της σύζευξης μιας φωτονικής με δύο εξιτονικές καταστάσεις. Στην Εικόνα

3.18 παρουσιάζονται οι ενέργειες των τριών καταστάσεων που προέκυψαν από το μοντέλο του συζευγμένου ταλαντωτή συναρτήσει του Δ (γκρι γραμμή) μαζί με τις προηγούμενες πειραματικές τιμές καθώς και αυτές που προέκυψαν από την προσομοίωση με το μοντέλο του Transfer Matrix. Η συμφωνία αναλυτικής μεθόδου, πειράματος και προσομοίωσης Transfer Matrix είναι πολύ καλή.



Εικόνα 3.18 Διασπορά πολαριτονίων Bragg , πειραματικές τιμές (μαύροι κύκλοι), μοντέλο συζευγμένου αρμονικού ταλαντωτή (γκρι γραμμή) και προσομοίωση με Transfer Matrix (κόκκινη γραμμή)

Παρατηρούμε πως η ιδιοσυχνότητα ω_1 δεν έχει εξάρτηση από το Δ , καθώς η συμμετρική εξιτονική κατάσταση Bloch ($|X_S\rangle$) δεν αλληλεπιδρά με την άνω φωτονική κατάσταση Bloch ($|B_u\rangle$). Το γεγονός αυτό μπορούμε να καταλάβουμε καλύτερα αν υπολογίσουμε την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου μέσα στη δομή για τις συχνότητες του πρώτου (ω_{u1}) και του δεύτερου (ω_{u2}) Bragg mode και εξάγουμε τις τιμές της για κάθε ένα από τα 30 κβαντικά πηγάδια, εν απουσία της εξιτονικής απορρόφησης.



Εικόνα 3.19 (α) Διάγραμμα ζωνών μονοδιάστατου φωτικού κρυστάλλου με αντίστοιχο φάσμα αντανάκλασης της πεπερασμένης δομής μήκους L . (β) Ηλεκτρικό πεδίο στο τετράγωνο υπολογισμένο για τις θέσεις των κβαντικών πηγαδιών για τον πρώτο (κόκκινα τρίγωνα) και δεύτερο (μαύροι κύκλοι) Bragg mode [1].

Όπως φαίνεται και από την εικόνα 3.19b η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στις θέσεις των πηγαδιών κατά μήκος της δομής αντιστοιχεί στη μισή περίοδο από κύματα Bloch. Περαιτέρω παρατηρούμε ότι δεν συνεισφέρουν όλα τα κβαντικά πηγάδια στην ισχυρή

σύζευξη με το πεδίο, παρά μόνον όσα είναι εντοπισμένα στην περιοχή όπου η ένταση του πεδίου είναι ισχυρή .

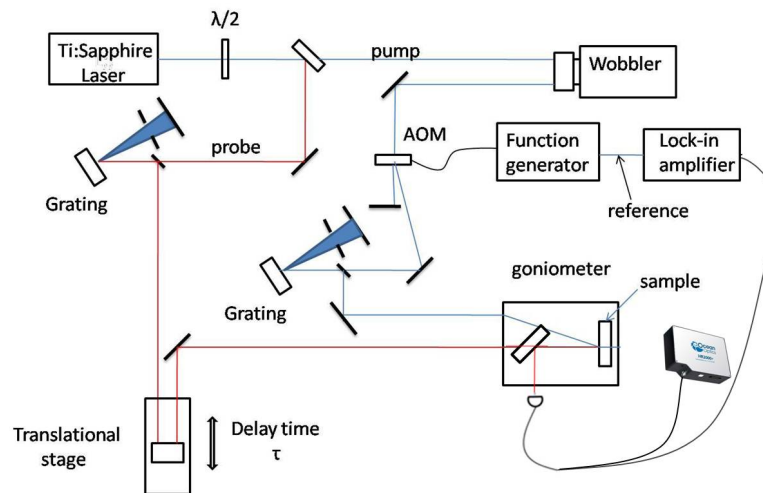
Βεβαίως η συγκεκριμένη ανάλυση ισχύει μόνο για δομές με ευρύ φωτονικό χάσμα καθώς σε αντίθετη περίπτωση δεν μπορούμε να αγνοήσουμε τη συνεισφορά στη σύζευξη με το πεδίο από καμμία από τις φωτονικές καταστάσεις Bloch [6] . Σε αυτή την περίπτωση έχουμε μίξη και των τεσσάρων καταστάσεων της (3.11) παρότι οι μεμονωμένες συζυγμένες καταστάσεις γίνονται λιγότερο ευκρινείς σε σχέση με ότι έχουμε παρουσιάσει σ' αυτήν τη μελέτη.

3.5 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ PUMP PROBE

Από τη στιγμή που διαπιστώθηκε ο πολαριτονικός χαρακτήρας των υβριδικών καταστάσεων του δείγματός μας η φυσική και πιο ενδιαφέρον συνέχεια της μελέτης των πολαριτονίων Bragg ήταν να διενεργηθούν πειράματα pump probe ούτως ώστε να δούμε κατά πόσο είναι δυνατόν να έχουμε διαδικασίες εξαναγκασμένης σκέδασης και ενίσχυσης . Η πειραματική παρατήρηση τέτοιων φαινομένων θα πιστοποιούσε ότι τα πολαριτόνια Bragg είναι 'καλά μποζόνια'. Αυτό που προβληματίζει είναι αν και πως θα συμμετέχει στην όλη διαδικασία παραμετρικής ενίσχυσης ο μεσσαίος κλάδος του διαγράμματος διασποράς καθώς σε συνήθη συστήματα πολαριτονίων ,τα οποία κατά τα άλλα παρουσιάζουν μεγάλη ομοιότητα με το δικό μας , ο κλάδος αυτός δεν υπάρχει.

Πειράματα Pump Probe χρησιμοποιούνται συνήθως για τη συλλογή πληροφοριών πάνω σε υπερταχεία φαινόμενα .Η γενική αρχή λειτουργίας είναι να έχουμε ένα παλμό Pump ο οποίος διεγείρει το δείγμα υπο γωνία και εν συνεχεία ένας παλμός Probe με ρυθμιζόμενη χρονοκαθυστέρηση εισέρχεται στο δείγμα και μελετάται η απόκριση του σήματός του συναρτήσει της χρονοκαθυστέρησης των δύο παλμών.Για τις ανάγκες του πειράματός μας η ένταση του παλμού probe απαιτείται να είναι πολύ μικρή σε σχέση και με αυτήν της δέσμης Pump ούτως ώστε η διέγερση που προκαλεί στη δομή να είναι ελάχιστη.

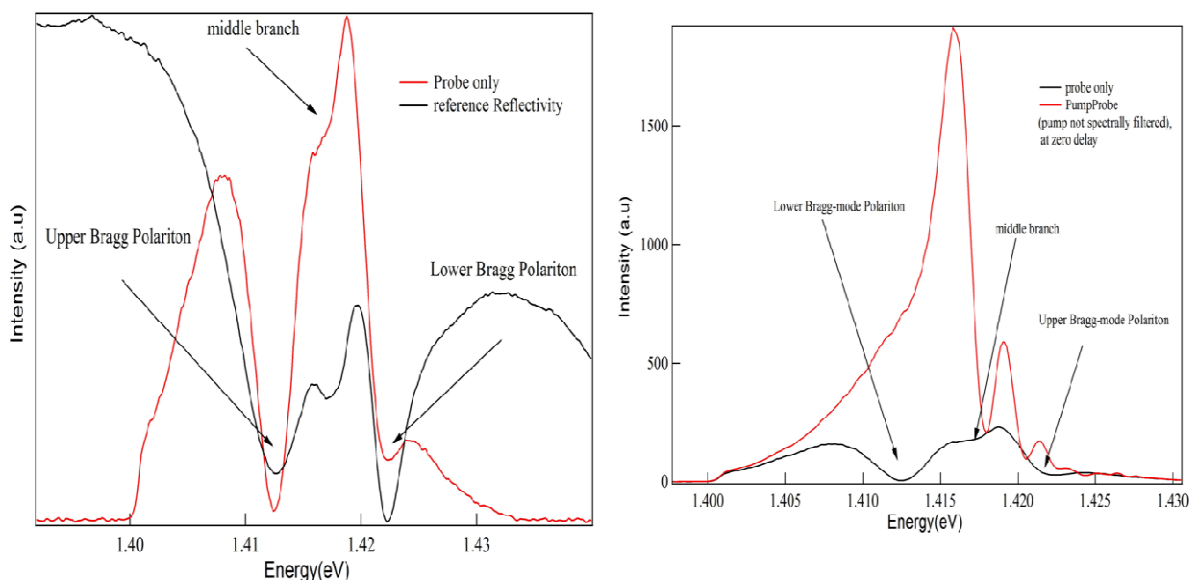
Η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τη διεξαγωγή του πειράματος παρουσιάζεται στην εικόνα 3.20.



Εικόνα 3.20 Πειραματική διάταξη Pump Probe

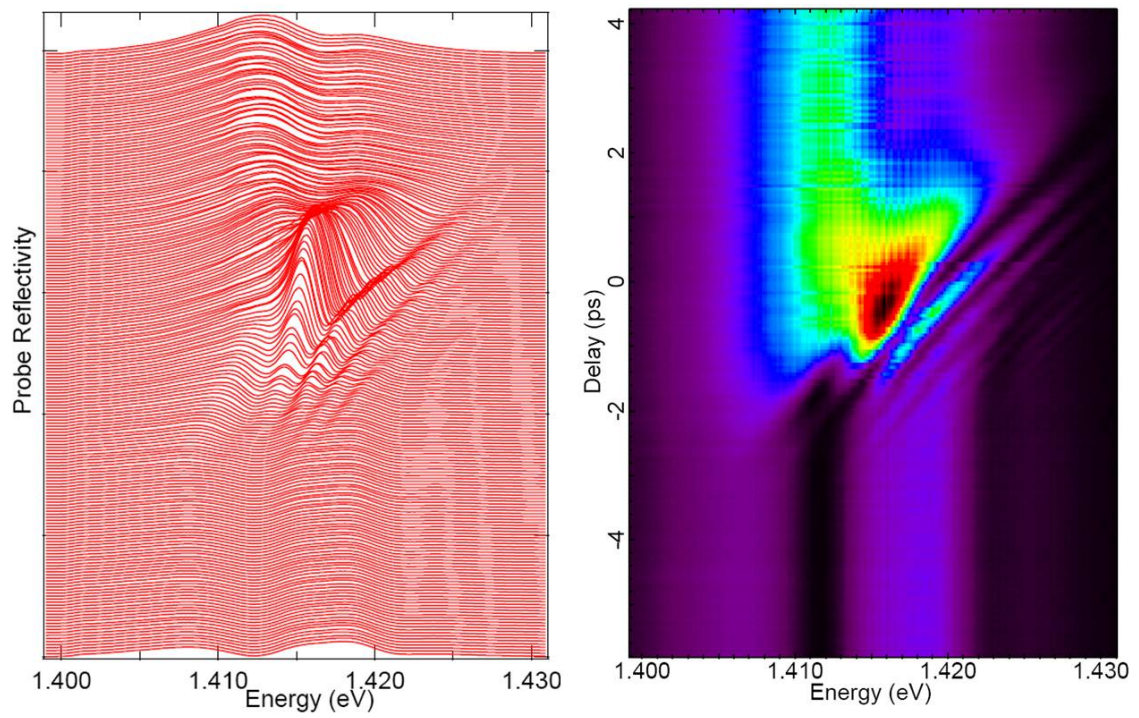
Η δέσμη διέγερσης προέρχεται από ένα Mira 900 υπερταχύ Ti:Sapphire laser με μήκος κύματος από 710 μέχρι 1000 νανόμετρα. Το σύστημα Mira έχει τη δυνατότητα να παράγει και CW αλλά και παλμική ακτίνα, με διάρκεια παλμού της τάξης των 150fs και φασματικό εύρος περίπου 10nm. Ο διαχωρισμός της δέσμης σε Pump και Probe γίνεται με χρήση ενός πλακιδίου $\lambda/2$ και ενός polarizing beam splitter. Εν συνεχεία οι δύο δέσμες 'φιλτράρονται' φασματικά περνώντας από ένα grating το οποίο εκτρέπει σε διαφορετικές γωνίες τα διαφορετικά μήκη κύματος που απαρτίζουν τον παλμό και με χρησιμοποιώντας μια σχισμή μπορούμε να επιλέξουμε το φασματικό εύρος που θέλουμε. Οι οπτικοί δρόμοι των δύο παλμών έχουν σχεδιαστεί να είναι ίσοι για να φτάνουν οι διαδοχικοί παλμοί την ίδια χρονική στιγμή στο δείγμα, που είναι και το ζητούμενο. Για μικρές προσαρμογές του οπτικού δρόμου που αποσκοπούν στο συγχρονισμό των παλμών χρησιμοποιείται ένα κάτοπτρο σε κινούμενη με ακρίβεια μικρομέτρου βάση (translation stage). Η δέσμη Probe καταλήγει στον κρουστάτη με μηδενική γωνία ενώ για τη δέσμη Pump έχουμε τη δυνατότητα ελέγχου της γωνίας πρόσπτωσης της στο δείγμα. Η ανάκλαση της δέσμης Probe με τη βοήθεια οπτικής ίνας καταλήγει σε ένα ocean optics σπεκτρόμετρο.

Στην εικόνα 3.20 βλέπουμε τα πρώτα αποτελέσματα για ένταση δέσμη probe 230μW και Pump100mW και για θερμοκρασία δείγματος 50K. Στο αριστερό γράφημα έχουμε την ανάκλαση του Probe απουσία δέσμης Pump στον οποίο φαίνονται καθαρά οι τρεις κλάδοι του διαγράματος διασποράς μαζί με ένα φάσμα ανάκλασης λευκού φωτός. Στο δεξιό διάγραμμα βλέπουμε την απόκριση του σήματος για μηδενική χρονοκαθυστέρηση μεταξύ των παλμών(κόκκινη γραμμή) σε σχέση και με το σήμα από το Probe μόνο. Ο παλμός Pump δεν έχει υποστεί φασματικό φιλτράρισμα οπότε διεγείρεται όλη η ενεργειακή περιοχή του Probe και είναι υπο γωνία 18°. Η ενίσχυση του σήματος είναι προφανής.



Εικόνα 3.21 Διάγραμμα ανάκλασης Probe(κόκκινη γραμμή αριστερό διάγραμμα) και ενίσχυσης σήματος σε zero delay(κόκκινη γραμμή δεξί διάγραμμα)

Στην εικόνα 3.22 βλέπουμε την απόκριση του σήματος για αυξανόμενη χρονοκαθυστέρηση συνολικής διάρκειας 10ps, με τη μορφή διαδοχικών φασμάτων (αριστερό γράφημα) και contour plot εικόνας. Παρατηρούμε ότι η ενίσχυση του παλμού γίνεται σε πολύ μικρό χρονικό εύρος καθώς και κάποια ενδιαφέροντα μη γραμμικά δυναμικά φαινόμενα σε ενέργειες μεγαλύτερες από την κεντρική ενίσχυση.



Εικόνα 3.22 Εξάρτηση του σήματος της ανάκλασης Probe από τη χρονοκαθυστέρηση μεταξύ των δύο παλμών.

Τα αποτελέσματα περαιτέρω πειραμάτων έδειξαν την εξάρτηση της ενίσχυσης από την ένταση και την γωνία του παλμού Pump.

ΣΥΖΗΤΗΣΗ

Η μελέτη αυτή έδειξε ότι περιοδικές δομές υλικών σε διεύθυνση Bragg, στις οποίες έχουν ενσωματωθεί κβαντικά πηγάδια, εμφανίζουν ισχυρή σύζευξη (strong coupling) του εξιτονίου με το πεδίο όταν η εξιτονική συχνότητα βρίσκεται ενεργειακά στην άκρη του φωτονικού χάσματος. Έτσι δημιουργούνται υβριδικά σωματίδια (Bragg Polaritons), που παρουσιάζουν τυπική πολαριτονική συμπεριφορά. Οι δομές αυτές προσθέτουν ακόμη ένα εργαλείο για τη μελέτη των αλληλεπιδράσεων ύλης-φωτός (light matter interactions) σε ημιαγωγούς.

Οι δομές αυτές δεν έχουν τους τυπικούς περιορισμούς των συνηθισμένων ημιαγωγικών μικροκοιλοτήτων. Θεωρητικά είναι δυνατόν να δημιουργηθούν έξυπνες δομές, όπου τα κβαντικά πηγάδια περιορίζονται στο συγκεκριμένο τμήμα της δομής όπου το Bloch wave που αντιστοιχεί στο πρώτο Bragg mode, παρουσιάζει μέγιστο, εξαλείφοντας με αυτόν το τρόπο τον ασύζευκτο εξιτονικό κλάδο. Ενδιαφέρον παρουσιάζει η μη γραμμική εξάρτηση του σήματος της PL που χρήζει περαιτέρω διερεύνησης για να διαπιστωθεί κατά πόσο μπορούμε να έχουμε φαινόμενα lasing από Bragg Polaritons.

Αρχική μελέτη φαινομένων εξαναγκασμένης σκέδασης σε πολαριτόνια Bragg έδειξε ότι μπορούμε να έχουμε ενίσχυση σε τέτοια συστήματα. Η περαιτέρω μελέτη παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον λόγω και του μεσσαίου κλάδου και της συνεισφοράς του στη διαδικασία και των δυναμικών μη γραμμικών φαινομένων που προέκυψαν από το πείραμα.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα εργασία, από το Εργαστήριο Μικροηλεκτρονικής του Ιδρύματος Τεχνολογίας και Έρευνας, έδειξε ότι περιοδικές δομές Bragg με ενσωματωμένα κβαντικά πηγάδια παρουσιάζουν φαινόμενα ισχυρής σύζευξης φωτονίων-εξιτονίων με συνέπεια τη δημιουργία υβριδικών σωματιδίων ύλης-φωτός, που ονομάζονται Bragg Polaritons. Τα σωματίδια αυτά λόγω του εξιτονικού τους μέρους παρουσιάζουν μη γραμμικές οπτικές συμπεριφορές. Οι γραμμικές ιδιότητες αυτών των σωματιδίων και η συμπεριφορά anticrossing μελετήθηκαν και αναλύθηκαν με πειράματα οπτικού χαρακτηρισμού. Επίσης για την φυσική περιγραφή της ισχυρής σύζευξης των φωτονικών και εξιτονικών καταστάσεων της δομής χρησιμοποιήθηκε το αναλυτικό μοντέλο του συζευγμένου αρμονικού ταλαντωτή. Τα πειραματικά αποτελέσματα είναι σε άριστη συμφωνία με το θεωρητικό μοντέλο.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1]. Askitopoulos A, Mouchliadis L, Iorsh I, Kaliteevski MA, Hatzopoulos Z, Savvidis PG. Strong Exciton-Bragg Photon Coupling in an Unfolded Microcavity: Bragg Polaritons. *PRL* submitted October 2010.
- [2]. Berestetskii VB, Lifshitz EM, Pitaevskii LP. *Quantum Electrodynamics*. Oxford: Butterworth - Heinemann, 1982.
- [3]. Biancalana F, Mouchliadis L, Creatore C, Osborne S, Langbein W. Microcavity polariton-like dispersion doublet in resonant Bragg gratings. *Phys. Rev. B* 2009; 80: 121306
- [4]. Coldren LA, Corzine SW. Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, 1995.
- [5]. Faure S, Brimont C, Guillet T, et al. Relaxation and emission of Bragg-mode and cavity-mode polaritons in a ZnO microcavity at room temperature. *Appl. Phys. Lett.* 2009; 95, 121102-3.
- [6]. Goldberg D, Deych LI, Lisyansky AA, et al. Exciton-lattice polaritons in multiple-quantumwell-based photonic crystals. *Nature Photonics* 2009; 3, 662-6.
- [7]. Johri M, Ahmed YA, Bezboruah T. Photonic band gap materials: Technology, applications and challenges. *Current Science* 2007; 92: 1361-5.
- [8]. Kaliteevski MA, et al. Stability of the photonic band gap in the presence of disorder. *Phys. Rev. B* 2006; 73: 033106.
- [9]. Kavokin A, Baumberg JJ, Malpuech G, Laussy FP. Microcavities (Series on Semiconductor Science and Technology). Oxford: Oxford Science Publications, 2007.
- [10]. Savvidis P, Baumberg JJ, Stevenson R, Skolnick M, Whittaker D, Roberts J. Angle-Resonant Stimulated Polariton Amplifier. *Phys. Rev. Lett.* 2000; 84: 1547.
- [11]. Sivachenko AY, Raikh ME, Vardeny ZV. Excitations in photonic crystals infiltrated with polarizable media. *Phys. Rev. A* 2001; 64: 013809.
- [12]. Tsintzos SI, Pelekanos NT, Konstantinidis G, Hatzopoulos Z, Savvidis PG. A GaAs polariton light-emitting diode operating near room temperature. *Nature* 2008; 453, 372-5.

- [13]. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics.
Phys. Rev. Lett 1987; 58: 2059-62.