



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ

«ΜΙΚΡΟΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΚΑΙ ΝΑΝΟΔΙΑΤΑΞΕΙΣ»



ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Βασιλική Τσελεπή

«Μέθοδοι δημιουργίας και διανομής κβαντικού εναγκαλισμού για εφαρμογές σε κβαντικά δίκτυα »

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ:

Ηρακλής Αβραμόπουλος, Καθηγητής, Σχολή ΗΜΜΥ, Ε.Μ.Π

ΑΘΗΝΑ, ΟΚΤΩΒΡΗΣ 2021



ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Βασιλική Τσελεπή

«Μέθοδοι δημιουργίας και διανομής κβαντικού εναγκαλισμού για εφαρμογές σε κβαντικά δίκτυα »

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ:

Ηρακλής Αβραμόπουλος, Καθηγητής, Σχολή ΗΜΜΥ, Ε.Μ.Π

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

Ηρακλής Αβραμόπουλος, Καθηγητής, Σχολή ΗΜΜΥ

Αθανάσιος Παναγόπουλος, Καθηγητής, Σχολή ΗΜΜΥ

Λεωνίδας Τσέτσερης, Καθηγητής, Σχολή ΕΜΦΕ

ΑΘΗΝΑ, ΟΚΤΩΒΡΗΣ 2021

ΠΡΟΛΟΓΟΣ - ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στη Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου στο πλαίσιο του Διατμηματικού Προγράμματος Μεταπτυχιακών Σπουδών, «Μικροσυστήματα και Νανοδιατάξεις» της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών.

Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Ηρακλή Αβραμόπουλο για τη δυνατότητα που μου έδωσε να ασχοληθώ με το συγκεκριμένο θέμα και να εκπονήσω την εργασία μου στο Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών (PCRL).

Ακόμη θέλω να ευχαριστήσω τους Υποψήφιους Διδάκτορες Δημήτρη Ζαβιτσάνο και Αδάμ Ραπτάκη καθώς και τον Μεταδιδακτορικό Ερευνητή Γιάννη Γιαννούλη για την αгаστή συνεργασία μας και την πολύτιμη βοήθεια και καθοδήγησή τους καθ' όλη την πορεία της διπλωματικής εργασίας.

Τέλος θέλω να ευχαριστήσω την οικογένειά μου που με στηρίζει αδιάκοπα όλα αυτά τα χρόνια.

.....
Βασιλική Τσελεπή

© (2021) Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο. All rights Reserved. Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς το συγγραφέα. Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σ' αυτό το έγγραφο εκφράζουν το συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευτεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ - ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ	5
Εισαγωγή	14
Κεφάλαιο 1: Στοιχεία Κβαντομηχανικής.....	16
1.1 Κβαντική σύμπλεξη (εναγκαλισμός) και έλεγχος Bell	16
1.2 Πόλωση Φωτονίων (Κβαντομηχανική περιγραφή των φωτονίων).....	22
1.3 Μέθοδοι δημιουργίας σύμπλεκτων (εναγκαλισμένων) φωτονίων.....	24
1.3.1 Spontaneous Parametric Down Conversion (SPDC)	24
1.3.2 Four Wave Mixing (Μίξη τεσσάρων φωτονίων)	28
1.4 Phase Matching (Αντιστοίχιση/Συμφωνία Φάσης)	31
1.4.1 Quasi-Phase Matching.....	35
Κεφάλαιο 2: Κβαντικό διαδίκτυο: Λογική δομή και βασικές τεχνολογικές προκλήσεις	38
2.1 Δομικά στοιχεία ενός κβαντικού δικτύου	38
2.1.1 Entanglement purification/distillation	40
2.1.2 Entanglement Swapping.....	42
2.2 Κβαντικές επικοινωνίες	44
2.3 Σχεδιασμός Κβαντικού Δικτύου: Προκλήσεις και Ανοιχτά Προβλήματα	45
Κεφάλαιο 3: Θεωρητική διάταξη πολυπλεξίας μήκους κύματος broadband πηγής εναγκαλισμένων φωτονίων στην πόλωση	48
3.1 Πολυπλεξία μήκους κύματος (Wavelength Division Multiplexing)	48
3.2 Επιλεκτικός μεταγωγέας μήκους κύματος (Wavelength Selective Switch)	51
3.3 Υπολογισμός Πιστότητας.....	55
3.3.1 Τοπικό δίκτυο διανομής του εναγκαλισμού	55
3.3.2 Θεωρητική διάταξη	56
3.3.3 Συμπεράσματα	70
Κεφάλαιο 4: Πειραματική διάταξη ανίχνευσης μοναδικών φωτονίων	72
4.1 Ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων διόδου χιονοστιβάδας (Single-Photon Avalanche Photodiode)	72
4.2 Πειραματική διάταξη	77
4.3 Συμπεράσματα.....	85

Κεφάλαιο 5: Συμπεράσματα και περαιτέρω μελέτη	87
5.1 Συμπεράσματα.....	87
5.2 Προτάσεις για περαιτέρω μελέτη και έρευνα	88
Παράρτημα A: WSS transfer function.....	90
Παράρτημα B: Κώδικας Mathematica	92
Βιβλιογραφία.....	97

Περίληψη

Το κβαντικό διαδίκτυο (quantum internet), ένα δίκτυο αποτελούμενο από πολλούς απομακρυσμένους κβαντικούς επεξεργαστές πληροφορίας (quantum information processors) συνδεδεμένων μέσω κβαντικών καναλιών (σε συνεργασία με κλασικά) αποτελεί τη μεγάλη υπόσχεση της 2^{ης} Κβαντικής Επανάστασης ανοίγοντας νέες δυνατότητες στους κλάδους της Υπολογιστικής (Computing) και των Επικοινωνιών (Communications). Η αξιοποίηση αυτής της τεχνολογίας θα δώσει τη δυνατότητα για ακόμη πιο ασφαλείς τρόπους επικοινωνίας (quantum-secured communication), για χρήση κβαντικών υπολογιστών στο cloud (quantum computing in the cloud), ενώ παράλληλα μπορεί να ενισχύσει εφαρμογές όπως το συγχρονισμό ρολογιών και την αξιόπιστη επιβεβαίωση τοποθεσίας (position verification). Στην πορεία αυτή, ο διαμοιρασμός εναγκαλισμού (entanglement distribution) αποτελεί μια σημαντική φάση για την ανάπτυξη του υποστρώματος του Κβαντικού Διαδικτύου.

Στην παρούσα εργασία αναλύονται οι βασικές αρχές μεθόδων δημιουργίας εναγκαλισμένων φωτονίων στην πόλωση και στη συνέχεια περιγράφεται η γενική δομή ενός κβαντικού δικτύου. Η πιο διαδεδομένη μέθοδος παραγωγής εναγκαλισμένων ζευγών φωτονίων, η οποία περιγράφεται και αναλύεται στην εργασία αυτή είναι η Spontaneous Parametric Down Conversion (SPDC). Πρόκειται για ένα μη γραμμικό οπτικό φαινόμενο δεύτερης τάξης με αποδοτικότητα 4 ζευγών εναγκαλισμένων φωτονίων για 10^6 εισερχόμενα φωτόνια (για Periodically poled lithium niobate, PPLN κυματοδηγούς). Ακόμη εξετάζεται η θεωρητική υλοποίηση μιας διάταξης πολυπλεξίας μήκους κύματος, όπου τον ρόλο του πολυπλέκτη παίζει μια broadband πηγή παραγωγής εναγκαλισμένων φωτονίων στη πόλωση (PPLN κυματοδηγός) και ο αποπολυπλέκτης θα είναι ένας οπτικός μεταγωγέας μήκους κύματος Liquid Crystal on Silicon (LCoS) τεχνολογίας, όπου θα διαχωρίζονται τα φωτόνια ανάλογα με το μήκος κύματος τους και θα ανιχνεύονται από κυκλώματα βασισμένα σε ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων και ηλεκτρονικά συγχρονισμού. Ο έλεγχος της αποτελεσματικότητας αυτής γίνεται με τον υπολογισμό της πιστότητας (fidelity) στο Mathematica. Η εισαγωγή διαδεδομένων οπτικών μεταγωγέων (WSS) στην προτεινόμενη διάταξη έχει σκοπό να αναδείξει το ζήτημα της αξιοποίησης ευρέως χρησιμοποιούμενου εξοπλισμού σε υφιστάμενα οπτικά δίκτυα και να ελεγχθεί εάν αυτός ο εξοπλισμός είναι συμβατός με την απαιτούμενη απόδοση των ευαίσθητων κβαντικών διατάξεων.

Στο τελευταίο μέρος της εργασίας περιγράφεται η πειραματική διάταξη ανίχνευσης μοναδικών φωτονίων που υλοποιήθηκε στο Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών (PCRL) και σχολιάζονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν.

Λέξεις Κλειδιά.

Κβαντικό διαδίκτυο, κβαντικό δίκτυο, κβαντικός εναγκαλισμός/ σύμπλεξη, Spontaneous Parametric Down Conversion (SPDC), Μίξη τεσσάρων φωτονίων, Phase Matching, Quasi Phase Matching, Entanglement Distribution, Entanglement Distillation, Entanglement

Swapping, Wavelength Division Multiplexing (WDM), Wavelength Selective Switch (WSS),
Ανιχνευτές Μοναδικών Φωτονίων Διόδου Χιονοστιβάδας (SPADs).

Abstract

Quantum internet, a network consisting of many remote quantum information processors connected via quantum channels (in collaboration with classical) is the great promise of the 2nd Quantum Revolution opening new possibilities in the fields of Computing and Communications. Utilizing this technology will enable even more secure ways of communication (quantum-secured communication), for the use of quantum computing in the cloud, while it can enhance applications such as clock synchronization and reliable confirmation location (position verification). In this process, entanglement distribution is an important phase in the development of the Quantum Internet substrate.

This thesis analyzes the basic principles of methods for generating polarized entangled photons and then describes the general structure of a quantum network. The most common method of generating pairs of entangled photons, which is also discussed in this thesis, is the Spontaneous Parametric Down Conversion (SPDC). It is a second-order nonlinear optical phenomenon with a conversion efficiency of 4 pairs of entangled photons for 10^6 incoming photons (for Periodically poled lithium niobate, PPLN waveguides). The theoretical implementation of a wavelength multiplexing device is also being considered, where the role of the multiplexer is played by a broadband source of polarized entangled photons (PPLN waveguide) and the demultiplexer will be an optical wavelength selective switch of Liquid Crystal on Silicon (LCoS) technology, where the photons will be separated according to their wavelength and detected by circuits based on single photon detectors and electronic synchronization. The performance of this concept is evaluated by calculating the fidelity in Mathematica. The introduction of common wavelength selective switches (WSSs) in the proposed scheme aims to investigate if widely used practical equipment in existing optical infrastructure is compatible with the high demands of sensitive quantum networks.

The last part of the thesis introduces preliminary measurements on the detection of single photons in the Photonic Communications Laboratory (PCRL) and discusses on the captured measurements.

Keywords.

Quantum Internet, Quantum Network, Quantum Entanglement, Spontaneous Parametric Down Conversion (SPDC), Four Wave Mixing (FWM), Phase Matching, Quasi Phase Matching, Entanglement Distribution, Entanglement Distillation, Entanglement Swapping, Wavelength Division Multiplexing (WDM), Wavelength Selective Switch (WSS), Single Photon Avalanche Photodiodes (SPADs).



Εισαγωγή

Τα κβαντικά δίκτυα αποτελούν ένα πολύ σημαντικό στοιχείο των συστημάτων της Κβαντικής Υπολογιστικής και των Κβαντικών Επικοινωνιών. Σε αυτά οι πληροφορίες μεταδίδονται μεταξύ απομακρυσμένων χωρικά κβαντικών επεξεργαστών. Η αρχή του κβαντικού εναγκαλισμού (quantum entanglement) βρίσκεται στην καρδιά των κβαντικών δικτύων, καθώς σε αυτή βασίζονται πρωτόκολλα όπως η κβαντική τηλεμεταφορά (quantum teleportation) και η ανταλλαγή εναγκαλισμού (entanglement swapping), απαραίτητων για τη διασύνδεση απομακρυσμένων κόμβων.

Στην Κβαντική Πληροφορία, η πληροφορία κωδικοποιείται σε qubits (το απλούστερο μη τετριμμένο κβαντικό σύστημα) τα οποία είναι τα κβαντικά ανάλογα των κλασικών bits, δηλαδή είναι οι θεμελιώδεις μονάδες (κβαντικής) πληροφορίας.

Οποιοδήποτε σύστημα δύο καταστάσεων (π.χ. άτομα, ηλεκτρόνια, φωτόνια) μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως qubit. Μαθηματικά πρόκειται ως ένα αντικείμενο που ζει σε έναν δισδιάστατο χώρο Hilbert κι εκφράζεται ως γραμμικός συνδυασμός δύο βασικών καταστάσεων 0 και 1, οι οποίες μπορεί να είναι για παράδειγμα οι δύο καταστάσεις σπιν ενός ηλεκτρονίου ή οι δύο καταστάσεις πόλωσης ενός φωτονίου. Για εφαρμογές που απαιτούν τη διάδοση των qubits σε μεγάλες αποστάσεις η πληροφορία συνηθίζεται να κωδικοποιείται σε φωτόνια λόγω των ασθενών αλληλεπιδράσεων τους με την ύλη.

Όσο μεγαλύτερος είναι ο αριθμός των qubits που μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε, τόσο πιο δύσκολο μπορεί να γίνει και το πρόβλημα που θα επιλυθεί από έναν κβαντικό υπολογιστή. Στις μέρες μας τεχνολογικοί κολοσσοί δουλεύουν συνεχώς στην ανάπτυξη κβαντικών υπολογιστών αλλά και κβαντικών δικτύων.

Το Νοέμβριο του 2017, η IBM κατασκεύασε και δοκίμασε έναν επεξεργαστή αποτελούμενο από 50 qubits, τον Μάρτιο του 2018 η Google ανακοίνωσε έναν επεξεργαστή με 72 qubits ενώ αντίστοιχες εταιρείες όπως η Intel και η Alibaba εργάζονται κι αυτές πάνω σε διψήφιο αριθμό qubits.

Επίσης τον Απρίλιο του 2017 η Ευρωπαϊκή Επιτροπή ανακοίνωσε το πρόγραμμα Quantum Flagship ύψους 1 δισεκατομμυρίου ευρώ διάρκειας 10+ ετών με σκοπό να δώσει ώθηση στην έρευνα γύρω από τις κβαντικές τεχνολογίες.

Τέλος, η Κίνα τον Ιούνιο του 2017 δοκίμασε με επιτυχία έναν κβαντικό σύνδεσμο μεταξύ του δορυφόρου Micius (500km) και δύο επίγειων σταθμών σε απόσταση 1200km.

Στο πρώτο κεφάλαιο αυτής της διπλωματικής εργασίας παρουσιάζονται ορισμένα στοιχεία κβαντομηχανικής που κρίνονται απαραίτητα για την εισαγωγή εννοιών όπως ο εναγκαλισμός/ σύμπλεξη (entanglement), ο έλεγχος του Bell για την μελέτη της φύσης των κβαντικών πιθανοτήτων με τη χρήση του συστήματος EPR ως κρίσιμου συστήματος. Αφού υπολογιστεί η κβαντομηχανική συνάρτηση συσχέτισης και αποδειχθεί ότι ικανοποιεί την ανισότητα του Bell, συμπεραίνεται ότι όλες οι σχετικές ανισότητες μεταφέρονται αυτούσιες και για μετρούμενες συσχετίσεις των γραμμικών πολώσεων φωτονίων. Έπειτα

ακολουθεί η κβαντομηχανική περιγραφή της πόλωσης των φωτονίων και εξηγείται γιατί τα φωτόνια αποτελούν τον πιο ελκυστικό τρόπο μεταφοράς πληροφορίας και το κεφάλαιο κλείνει με την περιγραφή δύο πολύ σημαντικών μεθόδων δημιουργίας σύμπλεκτων ή εναγκαλισμένων φωτονίων, την Spontaneous Parametric Down Conversion (υπομετατροπή) και τη Four Wave Mixing (μίξη τεσσάρων φωτονίων), που είναι μη γραμμικά φαινόμενα δεύτερης και τρίτης τάξης αντίστοιχα. Και για τις δύο αυτές διαδικασίες περιγράφεται η εναρμόνιση φάσης (phase matching) ή αλλιώς διατήρηση της ορμής, που φυσικά πρέπει να ικανοποιείται μαζί με τη διατήρηση της ενέργειας.

Στο δεύτερο κεφάλαιο παρουσιάζονται και αναλύονται τα δομικά στοιχεία ενός κβαντικού δικτύου καθώς και ορισμένες διεργασίες που είναι απαραίτητες για την εφαρμογή του και κλείνει με τις προκλήσεις που αντιμετωπίζει ένα τέτοιο δίκτυο αλλά και τα πολλά ανοιχτά προβλήματα που θα πρέπει να επιλυθούν στο μέλλον.

Το τρίτο κεφάλαιο, αποτελεί το κυρίως υπολογιστικό κομμάτι της εργασίας, όπου παρουσιάζεται μια θεωρητική διάταξη παραγωγής και διανομής σε κοντινή απόσταση εναγκαλισμένων φωτονίων στην πόλωση με την μέθοδο της πολυπλεξίας μήκους κύματος. Η παραγωγή των εναγκαλισμένων φωτονίων θα υπολογιστεί για έναν κυματοδηγό μήκους 1mm, περιοδικά πολωμένου νιοβικού λιθίου (ppLN) ντοπαρισμένο με 5 mol % MgO. Τα φωτόνια θεωρείται ότι παράγονται μέσω της SPDC από ένα παλμικό laser με κεντρική συχνότητα 776nm. Τα εναγκαλισμένα φωτόνια καταλήγουν να αποπολυπλεχθούν με βάση το μήκος κύματος από έναν επιλεκτικό μεταγωγέα μήκους κύματος (WSS) τεχνολογίας LCoS και να κατευθυνθούν σε δύο ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων. Επεξεργαζόμενοι τη μαθηματική μοντελοποίηση της θεωρητικής διάταξης που αφορούν κυρίως τη μεταβολή του εύρους των φίλτρων του WSS για το διαχωρισμό των φωτονίων καταλήγουμε σε αποτελέσματα που μας βοηθούν να υπολογίσουμε την πιστότητα (fidelity) των ανιχνευόμενων κβαντικών καταστάσεων.

Το κυριότερο εργαλείο που χρησιμοποιούμε για τον υπολογισμό της είναι ο λόγος των προσπίπτοντων φωτονίων που διαπερνούν τα φίλτρα του μεταγωγέα προς τον αριθμό των ζευγών φωτονίων που τα διαπερνούν. Ο λόγος αυτός ονομάζεται “excess single-channel-count factor”. Με αυτόν τον τρόπο υπολογίζουμε τον αριθμό των φωτονίων που δεν είναι συσχετισμένα. Για να συμπεράνουμε ότι η πηγή που θεωρούμε είναι κατάλληλη για συστήματα πολυπλεξίας μήκους κύματος για παραγωγή εναγκαλισμένων στην πόλωση ζευγών φωτονίων, πρέπει η ορατότητα (visibility) των κροσσών συμβολής αλλά και η πιστότητα (fidelity) να έχουν επαρκώς υψηλές τιμές για το εύρος των μηκών κύματος που μας ενδιαφέρουν και αφορούν την τηλεπικοινωνιακή ζώνη (C-band).

Τέλος το τέταρτο κεφάλαιο περιγράφει την πειραματική διάταξη ανίχνευσης μοναδικών φωτονίων που υλοποιήθηκε στο Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών (PCRL) του ΕΜΠ.

Κεφάλαιο 1: Στοιχεία Κβαντομηχανικής

Σε αυτό το πρώτο κεφάλαιο της εργασίας θα παρουσιαστούν ορισμένες εισαγωγικές πληροφορίες για την περιγραφή της κβαντικής σύμπλεξης ή αλλιώς του κβαντικού εναγκαλισμού που αποτελεί και την βασική έννοια που χρησιμοποιείται σε όλη την έκταση της. Στη συνέχεια παρατίθεται ο έλεγχος του Bell για την μελέτη της φύσης των κβαντικών πιθανοτήτων με τη χρήση του συστήματος EPR ως κρίσιμου συστήματος για τον έλεγχο αυτό. Αφού λοιπόν υπολογιστεί η κβαντομηχανική συνάρτηση συσχέτισης και αποδειχθεί ότι ικανοποιεί την ανισότητα του Bell συμπεραίνεται ότι όλες οι σχετικές ανισότητες ισχύουν ακριβώς το ίδιο και για φωτόνια αν οι μετρούμενες συσχετίσεις αφορούν τις γραμμικές τους πολώσεις.

Έπειτα ακολουθεί η κβαντομηχανική περιγραφή της πόλωσης των φωτονίων και γιατί αποτελούν την πιο ελκυστική επιλογή τις επικοινωνίες. Τέλος το κεφάλαιο κλείνει με την περιγραφή δύο πολύ σημαντικών μεθόδων δημιουργίας σύμπλεκτων ή εναγκαλισμένων φωτονίων και δεν είναι άλλες από τις Spontaneous Parametric Down Conversion (υπομετατροπή) και Four Wave Mixing (μίξη τεσσάρων φωτονίων), που είναι μη γραμμικά φαινόμενα δεύτερης και τρίτης τάξης αντίστοιχα. Και για τις δύο διαδικασίες αυτές περιγράφεται η εναρμόνιση φάσης (phase matching) ή αλλιώς διατήρηση της ορμής, που φυσικά πρέπει να ικανοποιείται μαζί με τη διατήρηση της ενέργειας.

1.1 Κβαντική σύμπλεξη (εναγκαλισμός) και έλεγχος Bell

Λέμε ότι δύο κβαντικά σωματίδια 1 και 2 βρίσκονται σε κατάσταση σύμπλεξης, ή ισοδύναμα σε μια σύμπλεκτη κατάσταση, αν η κυματοσυνάρτηση τους δεν έχει τη μορφή γινομένου $\Psi = \psi_1\psi_2$, αλλά είναι ένας γραμμικός συνδυασμός τέτοιων γινομένων. Δηλαδή:

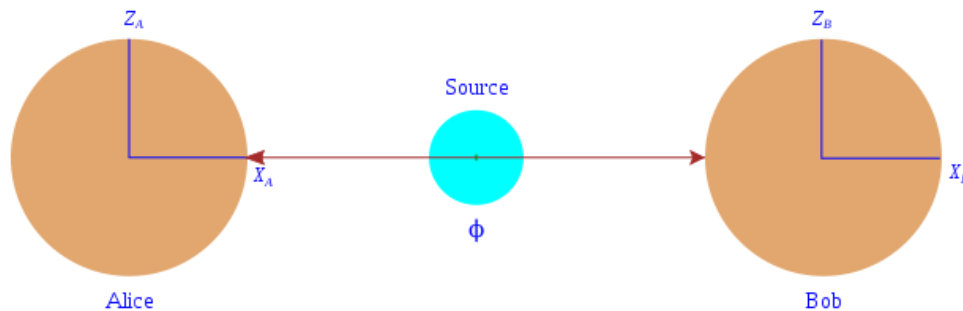
$$\Psi = c_1\psi_1\psi_2 + c_2\phi_1\phi_2$$

Όπου έχουν δείκτη 1 οι κυματοσυναρτήσεις που αφορούν το σωματίδιο 1 και δείκτη 2 οι κυματοσυναρτήσεις του σωματιδίου 2.

Ο εναγκαλισμός ή σύμπλεξη είναι μια από τις πιο αναπάντεχες διαισθητικά πλευρές του κβαντικού κόσμου. Η συγκεκριμένη έννοια συνδέεται με δύο πολύ γνωστά άρθρα στην ιστορική εξέλιξη της κβαντικής θεωρίας και τα τελευταία χρόνια έχει έρθει στο προσκήνιο με την έλευση της κβαντικής επιστήμης της πληροφορίας. [1] Το 1935 οι Einstein, Podolsky και Rosen δημοσίευσαν το άρθρο για το «παράδοξο EPR», σχετικά με τις ιδιότητες ενός σύμπλεκτου δισωματιδιακού συστήματος που σχηματίζεται από τη διάσπαση μιας ραδιενεργούς πηγής. Με αυτό το πείραμα σκέψης ήθελαν να αναδείξουν την ακραία μη τοπικότητα της κβαντομηχανικής αλλά και να φέρουν στην επιφάνεια εσωτερικές αντιφάσεις που αποδείκνυαν σύμφωνα με αυτούς, ότι η περιγραφή της

φυσικής πραγματικότητας που παρέχεται από την κβαντομηχανική ήταν ελλιπής. [2] Λίγο αργότερα ο Schrödinger επινόησε τον όρο «Verschränkung» όπου ο ίδιος μετέφρασε ως “entanglement” σε μια επιστολή προς τον Albert Einstein «για να περιγράψει τους συσχετισμούς μεταξύ δύο σωματιδίων που αλληλεπιδρούν και στη συνέχεια διαχωρίζονται, όπως στο πείραμα EPR».

Το σύστημα EPR δεν είναι παρά ένα σύστημα δύο σωματιδίων σε σπιν $\frac{1}{2}$ το καθένα και ολικό σπιν $S=0$. Ένα τέτοιο σύστημα προκύπτει φυσιολογικά κατά τη διάσπαση ενός σωματιδίου με σπιν 0 σε δύο άλλα με σπιν $\frac{1}{2}$ το καθένα. Στο σύστημα αναφοράς του αρχικού σωματιδίου τα σωματίδια 1 και 2 κινούνται με αντίθετες ορμές κι επομένως θα απομακρύνονται το ένα από το άλλο.



Εικόνα 1 Δύο σωματίδια σε κατάσταση ολικού σπιν $S=0$ απομακρύνονται από το σημείο εκπομπής και μπορούν να ανιχνευθούν και να μετρηθούν από δύο παρατηρητές. Κάθε σωματίδιο μπορεί να έχει την μία ή την άλλη κατεύθυνση σπιν και «αναγκάζεται» να «επιλέξει» ακαριαία τη μια από αυτές ανάλογα με το ποιά έχει μετρηθεί στο άλλο.

Το 1964 μια εργασία του John Bell στο περιοδικό Physics, 1, [3] ήρθε να μετατρέψει τα προηγούμενα σε αντικείμενο πειραματικού ελέγχου. Μια πειραματική μελέτη δηλαδή για το κατά πόσο οι κβαντικές πιθανότητες είναι θεμελιώδεις ή οφείλονται σε ατελή γνώση. Η κβαντική σύμπλεξη είναι μάλιστα η έννοια κλειδί που δικαιολογεί την επιλογή του συστήματος EPR ως κρίσιμου συστήματος για τον έλεγχο της φύσης των κβαντικών πιθανοτήτων. Η πρόταση του Bell ήταν η εξής, να επιλεγεί ως κατάλληλο μέγεθος για τη διάκριση μεταξύ κβαντομηχανικής και μιας τυχούσας θεωρίας μεταβλητών η συνάρτηση συσχέτισης

$$C(\hat{a}, \hat{b}) \equiv C(\theta)$$

Όπως ορίζεται εμπειρικά μέσω της σχέσης:

$$C(\hat{a}, \hat{b}) = \frac{N_{++} + N_{--} - N_{+-} - N_{-+}}{N}$$

Όπου \hat{a}, \hat{b} οι κατευθύνσεις μέτρησης των προβολών του σπιν των δύο σωματιδίων του συστήματος EPR, θ η μεταξύ τους γωνία και $N_{i,j}$ ($i,j=\pm$) ο αριθμός των περιπτώσεων όπου

τα δύο σπιν μετρώνται με προβολές i και j , δηλαδή σύν ή πλην κατά τις προαναφερθείσες κατευθύνσεις.

Η μελέτη γίνεται σε τρία βήματα: α) Αρχικά πρέπει να υπολογίσουμε την κβαντομηχανική συνάρτηση συσχέτισης $C(\theta)$ ώστε να γνωρίζουμε το αποτέλεσμα της, β) στη συνέχεια πρέπει να αναζητήσουμε την πιθανή ύπαρξη κάποιων περιορισμών που θα πρέπει να ικανοποιεί μια συνάρτηση συσχέτισης προερχόμενη από κάθε δυνατή θεωρία κρυμμένων μεταβλητών και γ) τέλος πρέπει να ελέγξουμε εάν η κάθε θεωρία κρυμμένων μεταβλητών ικανοποιεί τον περιορισμό μας.

- **Υπολογισμός της κβαντομηχανικής συνάρτησης συσχέτισης**

Ο ορισμός της συσχέτισης σ_{xy} μεταξύ δύο στατιστικών μεταβολών x και y , σύμφωνα με την κλασική στατιστική θα είναι

$$\sigma_{xy} = \frac{(\overline{(x - \bar{x})(y - \bar{y})})}{\sigma_x \sigma_y}$$

όπου σ_x και σ_y οι τυπικές αποκλίσεις.

Στην κβαντομηχανική η συσχέτιση μεταξύ δύο (μετατιθέμενων) κβαντομηχανικών μεγεθών A και B , σε μια δεδομένη κατάσταση $|\psi\rangle$ θα δίνεται από τη γενίκευση της παραπάνω σχέσης, δηλαδή

$$\sigma_{AB} = \left\langle \frac{(A - \langle A \rangle)}{\Delta A} \frac{(B - \langle B \rangle)}{\Delta B} \right\rangle \text{ ή } \sigma_{AB} = \langle AB \rangle \equiv \langle \psi | AB | \psi \rangle$$

Επανερχόμενοι στην κβαντομηχανική συνάρτηση συσχέτισης των προβολών των σπιν του συστήματος EPR κατά τις κατευθύνσεις \hat{a} , \hat{b} τα μεγέθη A και B θα είναι οι μετρήσεις του σπιν σε αυτές τις κατευθύνσεις, δηλαδή οι σ_a και σ_b , και θα έχουμε ότι: $C(\hat{a}, \hat{b}) \equiv C(\theta) = \langle \psi | \sigma_a(1) \sigma_b(2) | \psi \rangle$, όπου θα μετράμε τις προβολές του σπιν σε πολλαπλάσια του $\hbar/2$, οπότε οι τελεστές του σπιν ταυτίζονται με τις μήτρες του Pauli.

Για τον υπολογισμό της μέσης τιμής θα χρησιμοποιήσουμε την κατάσταση EPR, $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle|-\rangle - |-\rangle|+\rangle)$:

Θα είναι: $\langle \sigma_a(1) \rangle = \langle \sigma_b(2) \rangle = 0$ και $\Delta \sigma_a = \Delta \sigma_b = 1$ οπότε θα ισχύει και ο περιορισμός που θέσαμε $-1 \leq C(\theta) \leq 1$. Εάν μάλιστα διαλέξουμε την κατεύθυνση \hat{a} να είναι ο άξονας \hat{z} :

$$C(\theta) = \frac{1}{2} (\langle + | \sigma_z(1) | + \rangle \langle - | \sigma_b(2) | - \rangle + \langle - | \sigma_z(1) | - \rangle \langle + | \sigma_b(2) | + \rangle)$$

κι επειδή $\sigma_b = b_x \sigma_x + b_y \sigma_y + b_z \sigma_z$ και $\langle \sigma_x \rangle = \langle \sigma_y \rangle = 0$ για τις ιδιοκαταστάσεις του σ_z θα έχουμε

$\langle \sigma_b \rangle = b_z = \cos \theta \langle \pm | \sigma_z | \pm \rangle = \pm \cos \theta$, όπου θ η γωνία του διανύσματος \hat{b} με τον άξονα \hat{z} αφού $b_z = \cos \theta$.

Άρα:

$$C(\theta) = \frac{1}{2} (\langle + | \sigma_z | + \rangle \langle - | \sigma_b | - \rangle + \langle - | \sigma_z | - \rangle \langle + | \sigma_b | + \rangle) = \frac{1}{2} (1(-\cos \theta) + (-1)\cos \theta) = -\cos \theta$$

Η συνάρτηση συσχέτισης τελικά θα είναι η:

$$C(\hat{a}, \hat{b}) \equiv C(\theta) = -\cos \theta$$

η οποία ικανοποιεί την ανισότητα $-1 \leq C(\theta) \leq 1$ ή $|C(\theta)| \leq 1$.

• **Απόδειξη της ανισότητας του Bell για τυχούσα θεωρία κρυμμένων μεταβλητών**

Ο Bell αποφάσισε να επικεντρώσει την προσοχή του στα πιο γενικά χαρακτηριστικά της κάθε πιθανής θεωρίας κρυμμένων μεταβλητών. Όποια λοιπόν και αν είναι η επικείμενη θεωρία κρυμμένων μεταβλητών που διεκδικεί τη θέση της επίσημης κβαντομηχανικής ως θεμελιώδης θεωρία της φύσης, θα πρέπει να δίνει δύο συναρτήσεις $A(\hat{a}, \lambda)$ και $B(\hat{b}, \lambda)$ των οποίων οι τιμές για κάθε δεδομένη τιμή της κρυμμένης παραμέτρου λ θα είναι οι προβολές των σπιν κατά τις διευθύνσεις \hat{a} και \hat{b} αντίστοιχα.

Θα πρέπει δηλαδή να ισχύει $A(\hat{a}, \lambda) = \pm 1$ και $B(\hat{b}, \lambda) = \pm 1$ για κάθε δυνατή τιμή του λ .

Θεωρώντας δεδομένες τις συναρτήσεις Bell A και B, η ζητούμενη συνάρτηση συσχέτισης $C(\hat{a}, \hat{b})$ θα ορίζεται όπως στη κοινή στατιστική από τον τύπο:

$$C(\hat{a}, \hat{b}) \equiv C(\theta) = \overline{A(\hat{a}, \lambda)B(\hat{b}, \lambda)} = \int A(\hat{a}, \lambda)B(\hat{b}, \lambda)\rho(\lambda)d\lambda$$

Όπου υποθέσαμε τυχαία κατανομή τιμών $\rho(\lambda)$ για την οποία ισχύει η συνθήκη κανονικοποίησης $\int \rho(\lambda)d\lambda = 1$.

Απόδειξη

$$\begin{aligned} C(\theta) - C(\theta') &\equiv C(\hat{a}, \hat{b}) - C(\hat{a}, \hat{b}') = \int A(\hat{a}, \lambda)B(\hat{b}, \lambda)\rho(\lambda)d\lambda - \int A(\hat{a}, \lambda)B(\hat{b}', \lambda)\rho(\lambda)d\lambda \\ &= \int [A(\hat{a}, \lambda)B(\hat{b}, \lambda)\rho(\lambda) - A(\hat{a}, \lambda)B(\hat{b}', \lambda)\rho(\lambda)]d\lambda \\ &\equiv \int A(\hat{a}, \lambda)B(\hat{b}, \lambda) \left(1 - \frac{1}{B(\hat{b}, \lambda)}\right) B(\hat{b}', \lambda)\rho(\lambda)d\lambda \\ &= \int A(\hat{a}, \lambda)B(\hat{b}, \lambda) (1 - B(\hat{b}, \lambda)B(\hat{b}', \lambda))\rho(\lambda)d\lambda \\ &= \int A(\hat{a}, \lambda)B(\hat{b}, \lambda) (1 - (-A(\hat{b}, \lambda))B(\hat{b}', \lambda))\rho(\lambda)d\lambda \\ &= \int A(\hat{a}, \lambda)B(\hat{b}, \lambda) (1 + A(\hat{b}, \lambda)B(\hat{b}', \lambda))\rho(\lambda)d\lambda \end{aligned}$$

Όπου $B(\hat{b}, \lambda) = A(\hat{b}, \lambda)$ λόγω της διατήρησης του ολικού σπιν των δύο σωματιδίων. Εάν πάρουμε την απόλυτη τιμή του πρώτου μέλους και χρησιμοποιήσουμε την ανισότητα $|\int f(x)dx| \leq \int |f(x)|dx$ θα έχω τα εξής:

$$|C(\theta) - C(\theta')| \leq \int |A(\hat{a}, \lambda)B(\hat{b}, \lambda)| |1 + A(\hat{b}, \lambda)B(\hat{b}', \lambda)| \rho(\lambda) d\lambda$$

που απλοποιείται εάν λάβουμε πάλι υπόψιν ότι είναι $A = \pm 1$ και $B = \pm 1$, άρα:

$$|A(\hat{a}, \lambda)B(\hat{b}, \lambda)| = |A(\hat{a}, \lambda)| |B(\hat{b}, \lambda)| = 1 \quad \text{και} \quad 1 + A(\hat{b}, \lambda)B(\hat{b}', \lambda) \geq 0 \rightarrow |1 + A(\hat{b}, \lambda)B(\hat{b}', \lambda)| = 1 + A(\hat{b}, \lambda)B(\hat{b}', \lambda)$$

οπότε

$$\begin{aligned} |C(\theta) - C(\theta')| &\leq \int (1 + A(\hat{b}, \lambda)B(\hat{b}', \lambda)) \rho(\lambda) d\lambda \\ &= \int \rho(\lambda) d\lambda + \int A(\hat{b}, \lambda)B(\hat{b}', \lambda) \rho(\lambda) d\lambda \\ &= 1 + C(\theta - \theta') \end{aligned}$$

$$\text{Τελικά: } |C(\theta) - C(\theta')| \leq 1 + C(\theta - \theta') \Rightarrow$$

$$|C(\theta) - C(\theta')| - C(\theta - \theta') \leq 1$$

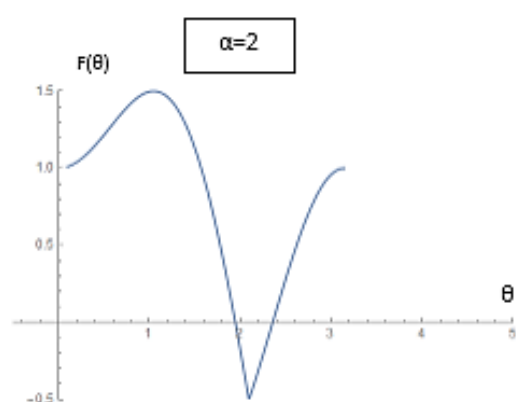
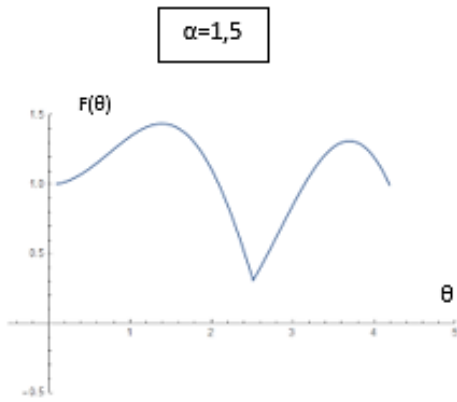
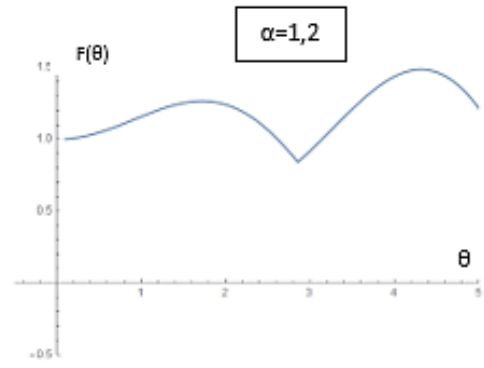
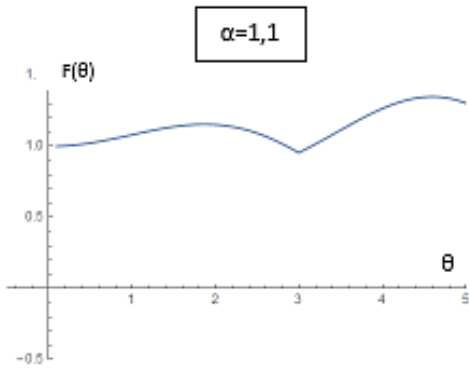
όπου είναι η ζητούμενη ανισότητα του Bell. Και $\theta - \theta'$ είναι η γωνία μεταξύ των σχετικών διανυσμάτων \hat{b} και \hat{b}' .

- **Ικανοποίηση της ανισότητας Bell από την κβαντομηχανική συνάρτηση συσχέτισης**

Σύμφωνα με τα παραπάνω θα πρέπει να ελέγξουμε κατά πόσο η συνάρτηση των δύο μεταβλητών $F(\theta, \theta')$ είναι μικρότερη ή ίση του 1 για κάθε δυνατό ζεύγος γωνιών θ και θ' . Άρα:

$$F(\theta, \theta') = |\cos \theta' - \cos \theta| + \cos(\theta' - \theta)$$

Για μια πλήρη απάντηση θέτουμε $\theta' = \alpha\theta$ και μελετάμε γραφικά τη συνάρτηση. Η γωνία θ θα περιοριστεί στο διάστημα $0 < \theta < 2\pi/\alpha$ για $\alpha > 1$.



Για πολύ κοντινές γωνίες θ και θ' η ανισότητα του Bell όχι απλώς παραβιάζεται από την κβαντομηχανική συνάρτηση συσχέτισης αλλά παραβιάζεται σχεδόν παντού. Η ανισότητα του Bell επιβάλλει σε κάθε συνάρτηση $C(\theta)$ που την ικανοποιεί να έχει «γωνία» στο $\theta=0$. Επομένως η ανισότητα αυτή αποκλείεται να ικανοποιείται από οποιαδήποτε συνάρτηση συσχέτισης που είναι «λεία» στο $\theta=0$, όπως συμβαίνει με την κβαντομηχανική έκφραση $C(\theta)=-\cos\theta$.

Η ανισότητα του Bell μπορεί εύκολα να γενικευτεί χωρίς ουσιώδη τροποποίηση του περιεχομένου της και μια τέτοια γενίκευση έγινε το 1969 από τους Clauser, Horne, Shimony και Holt, η οποία και αναφέρεται ως ανισότητα CHSH. Οι CHSH σκέφτηκαν να κάνουν πιο συμμετρική τη διάταξη των μετρητών της αρχικής ανισότητας του Bell και να τοποθετήσουν έναν ακόμη μετρητή στην πλευρά A με κατεύθυνση \hat{a}' . Εκτός όμως από μια χρήσιμη επέκταση της ανισότητας του Bell, η συμβολή των CHSH έγκειται κυρίως στο γεγονός ότι ανέλυσαν με σαφήνεια τις πειραματικές πλευρές του θέματος και ειδικότερα την ανάγκη να χρησιμοποιηθούν φωτόνια έναντι σωματιδίων με σπιν $\frac{1}{2}$. Επίσης επεσήμαναν ότι όλες οι σχετικές ανισότητες ισχύουν ακριβώς το ίδιο και για φωτόνια αν

οι μετρούμενες συσχετίσεις αφορούν τις γραμμικές τους πολώσεις κατά τις κατευθύνσεις $\hat{a}, \hat{a}', \hat{b}, \hat{b}'$ και η ποσοτική περιγραφή τους γίνεται αποδίδοντας την τιμή +1 στο γεγονός «το φωτόνιο περνάει τον πολωτή» και τιμή -1 στο γεγονός «δεν περνάει». Έτσι οι συναρτήσεις Bell είναι πανομοιότυπες με εκείνες για σπίν $\frac{1}{2}$ και συνεπώς πρέπει να υπακούουν στις ίδιες ανισότητες.

1.2 Πόλωση Φωτονίων (Κβαντομηχανική περιγραφή των φωτονίων)

Τα φωτονικά qubits αποτελούν μια πολύ καλή επιλογή στο πλαίσιο της επικοινωνίας καθώς τα φωτόνια διαδίδονται με την ταχύτητα του φωτός, διαδίδονται σε μεγάλες αποστάσεις (χαμηλός θόρυβος) και μπορούν να χειραγωγηθούν εύκολα μέσω των στοιχείων της γραμμικής οπτικής.

Θα κάνουμε μια σύντομη εισαγωγή στην κβαντική περιγραφή των φωτονίων και ειδικότερα για τις διάφορες καταστάσεις πόλωσης και σύμπλεξής τους. Η κατάσταση σπιν του φωτονίου η οποία και αποδίδεται καλύτερα με τον όρο ελικότητα (helicity), (ελικότητα είναι η προβολή του σπιν στην κατεύθυνση της ορμής) γιατί για σωματίδια με μηδενική μάζα και $s=1$, από τις τρεις καταστάσεις προβολής του σπιν πραγματοποιούνται μόνο οι δύο. Δηλαδή σπιν μπρος και σπιν πίσω, κατά την κατεύθυνση κίνησης του σωματιδίου αλλά ποτέ σπιν κάθετο προς την κατεύθυνση αυτή. Τα φωτόνια όμως είναι επιπλέον τα κβάντα του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου γι' αυτό και η κβαντομηχανική τους περιγραφή είναι τέτοια ώστε να παραπέμπει άμεσα στο κλασικό η/μ πεδίο το οποίο αντιστοιχεί στην εξεταζόμενη κβαντική κατάσταση.

Οι καταστάσεις καθορισμένης ελικότητας του φωτονίου ($h = \pm 1$) έχουν το κλασικό τους αντίστοιχο στις καταστάσεις καθορισμένης κυκλικής πόλωσης (δεξιόστροφη ή αριστερόστροφη) του επίπεδου η/μ πεδίου. Έτσι το διάνυσμα κατάστασης ενός φωτονίου ορμής k και ελικότητας $h=1$ είναι λογικό να γράφεται ως $|\mathbf{k}, R\rangle$ για θετική ελικότητα ενώ για ένα φωτόνιο αρνητικής ελικότητας ως $|\mathbf{k}, L\rangle$. Συχνά παραλείπεται η ορμή από το διάνυσμα κατάστασης γιατί αυτό που μας ενδιαφέρει είναι η πόλωση.

Το κλασικό η/μ πεδίο διαθέτει και καταστάσεις καθορισμένης γραμμικής πόλωσης στις οποίες το ηλεκτρικό του πεδίο ταλαντώνεται κατά μήκος μιας σταθερής διεύθυνσης κι επειδή το η/μ πεδίο είναι εγκάρσιο υπάρχουν μόνο δύο ανεξάρτητες καταστάσεις γραμμικής πόλωσης. Για παράδειγμα μια κατά τον άξονα x και μια κατά τον y . Τα κβαντικά αντίστοιχα αυτών των καταστάσεων ορίζονται ως $|\chi\rangle$ (φωτόνιο γραμμικά πολωμένο κατά τον άξονα x) και $|y\rangle$ (φωτόνιο γραμμικά πολωμένο κατά τον άξονα y).

Όπως και στο κλασικό η/μ πεδίο μια κατάσταση για παράδειγμα δεξιόστροφης κυκλικής πόλωσης προκύπτει από επαλληλία με διαφορά φάσης $\pi/2$, δύο γραμμικά πολωμένων

πεδίων κατά δύο ορθογώνιες κατευθύνσεις, πχ τις x και y έτσι και για τις κβαντικές καταστάσεις θα έχουμε:

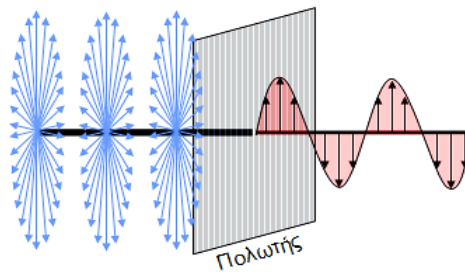
$$|R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|x\rangle + i|y\rangle) \text{ και } |L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|x\rangle - i|y\rangle)$$

Μια κατάσταση τυχούσας γραμμικής πόλωσης υπό γωνία θ ως προς τον άξονα x θα γράφεται $|\theta\rangle = \cos\theta |x\rangle + \sin\theta |y\rangle$, δηλαδή με τον ίδιο τρόπο που το αντίστοιχο διάνυσμα κατεύθυνσης $\hat{n} \equiv \hat{n}(\theta) = \cos\theta \hat{x} + \sin\theta \hat{y}$, αναλύεται στα \hat{x} και \hat{y} .

Δεδομένου ότι τα φωτόνια είναι μποζόνια, ένα μακροσκοπικά μεγάλο πλήθος από αυτά μπορεί να εποικίσει την ίδια κβαντική κατάσταση και να δημιουργήσει έτσι το αντίστοιχο κλασικό ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Για παράδειγμα εάν η μονοφωτονιακή κατάσταση $|x\rangle$ επικοισθεί από πολλά ταυτόσημα φωτόνια θα μας δώσει στο τέλος ένα κλασικό η/μ κύμα πολωμένο κατά τον άξονα x . Έτσι επειδή κι ένα φωτόνιο έχει από μόνο του η/μ περιεχόμενο που πραγματώνεται όμως με πιθανοκρατικό τρόπο, η κατάσταση $|x\rangle$ που αναφέραμε πριν αντιπροσωπεύει διάφορα ενδεχόμενα να εμφανιστεί η μια ή η άλλη μορφή γραμμικά πολωμένου η/μ πεδίου στο χώρο με πιθανότερη από αυτές εκείνη που αντιστοιχεί σε ένα επίπεδο κλασικό κύμα γραμμικά πολωμένο κατά τον άξονα x .

Εάν ένα φωτόνιο στην κατάσταση $|x\rangle$ σταλεί να περάσει μέσα από τον άξονα x , η σχετική πιθανότητα είναι μονάδα. Αν ο πολωτής είναι κατά τον άξονα y η πιθανότητα είναι μηδέν ενώ αν ο πολωτής σχηματίζει γωνία θ με τον άξονα x , η πιθανότητα διέλευσης είναι $\cos^2\theta$. Άμεση συνέπεια των παραπάνω είναι ότι οποιαδήποτε κι αν είναι η αρχική κατάσταση πόλωσης του φωτονίου η πιθανότητα να περάσει από δύο διαδοχικούς πολωτές με ορθογώνιες κατευθύνσεις πόλωσης είναι ακριβώς μηδέν.

Χάρης στην ύπαρξη και την ευκολία χρήσεως κυκλικών και γραμμικών πολωτών ο πειραματικός χειρισμός των φωτονίων υπερτερεί συγκριτικά με τον χειρισμό άλλων σωματιδίων (πχ ηλεκτρονίων ή πρωτονίων).



Εικόνα 2 Πολωτής

1.3 Μέθοδοι δημιουργίας σύμπλεκτων (εναγκαλισμένων) φωτονίων

Στην καρδιά των πειραματικών διαδικασιών και αποτελεσμάτων που περιγράφονται και παρουσιάζονται σε αυτήν την εργασία βρίσκεται ένα μη γραμμικό οπτικό φαινόμενο που ονομάζεται Spontaneous Parametric Down-Conversion (SPDC). Κατά την SPDC λοιπόν όταν μια δέσμη laser (pump) περνάει μέσα από ένα μη-γραμμικό οπτικό υλικό, το pump φωτόνιο μπορεί να μετατραπεί σε ένα ζεύγος φωτονίων μικρότερης ενέργειας, τα signal και idler, με ταυτόχρονη διατήρηση της ενέργειας και της ορμής. Η πιθανότητα αυτής της μετατροπής καθορίζεται από παράγοντες όπως οι οπτικές ιδιότητες του υλικού, το μήκος κύματος του pump φωτονίου και η γεωμετρία της διάταξης. Αποτελεί την πιο διαδεδομένη τεχνική για την παραγωγή μοναδικών φωτονίων, καθώς είναι εύκολο να την καταλάβει κανείς, είναι απλή στην πραγματοποίησή της και παράγει φωτόνια σε σαφώς ορισμένα χωροχρονικά πλαίσια, σε υψηλά ποσοστά.

Στη συνέχεια θα ακολουθήσει η περιγραφή της μίξης τεσσάρων φωτονίων (FWM) η οποία με τη σειρά της χρησιμοποιείται όλο και περισσότερο σε σύγχρονα πειράματα. Η μίξη τεσσάρων κυμάτων (four-wave mixing ή FWM) είναι μια μη γραμμική οπτική διαδικασία τρίτης τάξης, $\chi(3)$, η οποία συμβαίνει φυσικά σε οπτικά υλικά, όπου ένα ισχυρό μεταδιδόμενο αντλιακό πεδίο παρέχει ενίσχυση για πεδία φωτός σε άλλα μήκη κύματος.

1.3.1 Spontaneous Parametric Down Conversion (SPDC)

❖ Ιστορική διαδρομή

Οι πρώτες παρατηρήσεις για ζεύγη φωτονίων που δημιουργήθηκαν με την SPDC έγιναν στα τέλη της δεκαετίας του 1960 και στις αρχές της δεκαετίας του 1970 [4]. Μάλιστα δεν ήταν παρά δύο δεκαετίες αργότερα όταν δύο ανεξάρτητες ομάδες ξεκίνησαν την μελέτη των ιδιοτήτων των δημιουργούμενων μοναδικών φωτονίων. Οι Shih και Alley [5] συνειδητοποίησαν ότι αυτά τα ζεύγη φωτονίων μπορούν να χρησιμοποιηθούν ώστε να ερευνηθούν θεμελιώδη προβλήματα της κβαντικής μηχανικής, όπως τα πειράματα σκέψης του John Wheeler ή το παράδοξο Einstein-Podolsky-Rosen (EPR). Παράλληλα οι Gosh και Mandel παρατήρησαν μη κλασικά φαινόμενα συμβολής μεταξύ των φωτονίων που έχουν δημιουργηθεί από την SPDC. [6] Το έργο τους αποτέλεσε σημαντικό σημείο για ένα πείραμα ορόσημο για την Φυσική από τους Hong, Ou, Mandel όπου χρησιμοποιώντας δύο φωτόνια κι έναν διαχωριστή δέσμης έδειξε ότι φωτόνια που προέρχονται από την PDC δημιουργήθηκαν μέσα σε ελάχιστα κλάσματα του υπο-picosecond. Αλλιώς ονομάζεται βύθισμα Hong-Ou-Mandel, μια πτώση δηλαδή στην καμπύλη της ανίχνευσης ταυτόχρονων φωτονίων στην έξοδο του διαχωριστή δέσμης ως συνάρτηση του χρόνου άφιξης. Η

παρατήρηση αυτή καθιέρωσε την Parametric Down Conversion ως τον βασικό μηχανισμό για πολλά πρωτόκολλα επεξεργασίας της κβαντικής πληροφορίας.

Ο βασικός λόγος που η SPDC αποτελεί πλέον ένα τόσο σημαντικό εργαλείο είναι το γεγονός ότι τα ζεύγη φωτονίων που παράγονται με αυτή τη διαδικασία είναι εναγκαλισμένα. Η πρώτη φωτεινή πηγή υψηλά εναγκαλισμένων φωτονίων παρουσιάστηκε από τον Kwiat και τους συνεργάτες του το 1995, έτσι δόθηκε και το έναυσμα για πειράματα που μελετούσαν τη φύση του εναγκαλισμού όπως έλεγχος των ανισοτήτων του Bell [7], κβαντική τηλεμεταφορά [8], κβαντική κρυπτογραφία βασισμένη στον εναγκαλισμό [9] και πολλά ακόμη.

❖ Βασική Θεωρία

Η SPDC είναι ένα μη γραμμικό οπτικό φαινόμενο δεύτερης τάξης, το οποίο παρατηρήθηκε μετά την εφεύρεση του λέιζερ.

Η συνήθης γραμμική σχέση που γράφεται ως $\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}$, όπου ϵ_0 η ηλεκτρική δεκτικότητα του κενού ($8,854 \cdot 10^{-12} \text{Fm}^{-1}$) και χ η ηλεκτρική επιδεκτικότητα του μέσου και εκφράζει την σχέση ανάμεσα στην ηλεκτρική πόλωση ενός διηλεκτρικού μέσου και στο ηλεκτρικό πεδίο ενός φωτεινού κύματος όταν όμως το πλάτος του ηλεκτρικού πεδίου είναι μικρό.

Με την χρήση δεσμών μεγάλου πλάτους από ισχυρά λέιζερ, λαμβάνεται υπόψιν η σχέση όπου είναι μη γραμμική:

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E + \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 + \dots$$

Το $\chi^{(1)}$ συμπίπτει με την γραμμική ηλεκτρική επιδεκτικότητα και οι άλλοι όροι περιγράφουν τη μη γραμμική απόκριση του μέσου. Ο όρος που είναι ανάλογος του E^2 ονομάζεται μη γραμμική επιδεκτικότητα δεύτερης τάξης κοκ. Συνήθως οι μη γραμμικές επιδεκτικότητες έχουν αρκετά μικρές τιμές, που σημαίνει ότι όταν το μέτρο του ηλεκτρικού πεδίου είναι μικρό, οι μη γραμμικοί όροι είναι αμελητέοι, οπότε επανερχόμαστε στη γραμμική σχέση μεταξύ των \mathbf{P} και \mathbf{E} , στην οποία βασίζεται η γραμμική οπτική. Όταν όμως το ηλεκτρικό πεδίο είναι μεγάλο οι μη γραμμικοί όροι δεν γίνεται να αγνοηθούν οπότε εισερχόμαστε στην επικράτεια της μη γραμμικής οπτικής.

Η SPDC περιγράφεται από την αλληλεπίδραση των μη γραμμικών συντελεστών $\chi^{(2)}$ [10] με το ηλεκτρικό πεδίο των pump, signal και idler:

$$P = \chi^{(2)} E_1 E_2$$

Η παραπάνω έκφραση συνδέει τρία ηλεκτρομαγνητικά πεδία, ένα που σχετίζεται με την αριστερή μεριά της διάταξης και δύο που σχετίζονται με την δεξιά και πιθανώς έχουν και διαφορετικές συχνότητες ω_{av} (αντλιακή), ω_s (σηματική), ω_{as} (αδρανής) ή αλλιώς εάν το πρώτο αντιστοιχεί στο πεδίο του pump φωτονίου, τα άλλα δύο θα αντιστοιχούν σε αυτά των signal και idler.

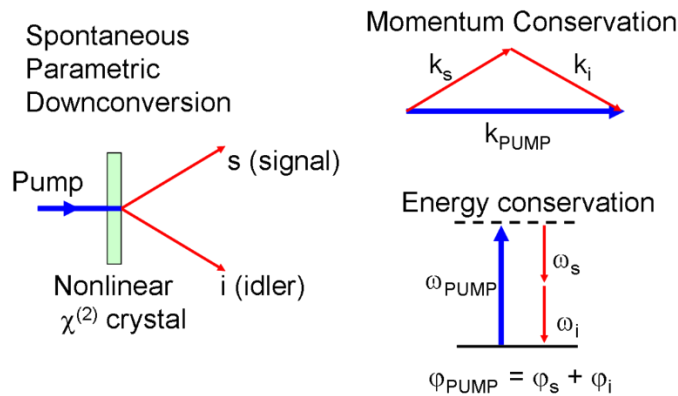
Η SPDC ως διαδικασία όμως υπόκειται σε δύο σημαντικούς περιορισμούς που πρέπει να ικανοποιεί, την διατήρηση της ενέργειας και της ορμής (**Error! Reference source not found.**). Η πρώτη μπορεί να εκφραστεί εύκολα καθώς αρκεί η συνολική ενέργεια των

ζευγών φωτονίων που δημιουργήθηκαν ισούται με την ενέργεια του pump φωτονίου. Εάν θέλουμε να την περιγράψουμε με μορφή συχνοτήτων ισχύει ότι:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i.$$

Η διατήρηση της ορμής ή αλλιώς εναρμόνιση φάσης (phase-matching) μπορεί να εκφραστεί εάν θεωρήσουμε τα τρία διαδιδόμενα κύματα που αντιστοιχούν το καθένα σε ένα κυματόνισμα $k_j = \frac{n_j \omega_j}{c}$, όπου n_j ο δείκτης διάθλασης του οπτικού υλικού σε συχνότητα ω_j . Επομένως μπορεί να γραφεί ως:

$$k_p = k_s + k_i.$$



Εικόνα 3: Spontaneous Parametric Down Conversion: Διατήρηση της ορμής και διατήρηση της ενέργειας (Πηγή Wikipedia)

- **Bulk Crystal PDC**

Για την υπομετατροπή, μια μεγάλη κατηγορία υλικών που χρησιμοποιούνται είναι οι bulk κρύσταλλοι. Πρόκειται για μη γραμμικούς κρυστάλλους χωρίς πολωμένους ή ενσωματωμένους κυματοδηγούς. Παρά το γεγονός ότι οι κρύσταλλοι αντικαθίστανται ολοένα και περισσότερο από περιοδικά πολωμένες δομές, στην υπομετατροπή συνεχούς κύματος (λόγω της υψηλότερης φωτεινότητας (brightness)), παραμένουν το σύστημα που θα επέλεγε κανείς με διαφορά για την παραγωγή πολυφωτονικών καταστάσεων σε παλμική πηγή PDC.

Η συνθήκη όμως της εναρμόνισης φάσης επηρεάζεται από τη διασπορά μέσα στο μη γραμμικό μέσο λόγω του $k_j = \frac{n(\omega_j)\omega_j}{c}$, δηλαδή της εξάρτησης του δείκτη διάθλασης από τη συχνότητα. Για να ικανοποιείται η συνθήκη της διατήρησης της ενέργειας πρέπει οι πολώσεις και τα κυματόνισμα να διαλεχτούν έτσι ώστε $\omega_p n_p(\omega_p) = \omega_s n_s(\omega_s) + \omega_i n_i(\omega_i)$, κάτι το οποίο λόγω της διασποράς σε έναν ιστροπικό κρύσταλλο δεν θα μπορεί να ισχύει και να ικανοποιείται ταυτόχρονα τη διατήρηση της ενέργειας. Γι' αυτό το λόγο χρησιμοποιούνται ανισοτροπικά υλικά στα οποία πεδία με διαφορετική πόλωση έχουν και διαφορετικό δείκτη διάθλασης.

- **Periodically - poled crystal PDC**

Η περιοδική πόλωση μη γραμμικών κρυσταλλικών υλικών είναι μια τεχνική με την οποία επιτυγχάνεται η quasi - phase matching στις μη γραμμικές αλληλεπιδράσεις. Η χωρική διαμόρφωση ώστε να επιτευχθεί η μη γραμμικότητα πραγματοποιείται σε σιδηροηλεκτρικούς κρυστάλλους στους οποίους έχει αλλαχθεί περιοδικά ο προσανατολισμός του κρυστάλλου. Μια πρώιμη μέθοδος δημιουργίας περιοδικότητας ήταν κατά την ανάπτυξη του κρυστάλλου αλλά αποφεύγεται καθώς είναι δύσκολος ο ακριβής έλεγχος της δομής για μεγάλες αποστάσεις. Αργότερα χρησιμοποιήθηκαν λιθογραφικές μέθοδοι με τις οποίες επιτυγχάνεται ο επιθυμητός έλεγχος. Σε αυτή την τεχνική μια μάσκα λιθογραφίας χρησιμοποιείται για να καθορίσει τις περιοδικά πολωμένες περιοχές μετά την ανάπτυξη του κρυστάλλου. Αρχικά η λιθογραφία βασίστηκε σε διάχυση φορέων ή μέσω ανταλλαγής ιόντων όμως αυτές οι μέθοδοι έδιναν αποτελέσματα μόνο για περιοδικά πολωμένους κυματοαγωγούς καθώς η διείδυση στο υπόστρωμα ήταν μόνο μερικά μm. Τελικά στις αρχές του 1990 αναπτύχθηκαν τεχνικές που έκαναν χρήση ηλεκτρικών πεδίων για τη δημιουργία της επιθυμητής περιοδικότητας. Για την περιοδική πόλωση του μέσου χρησιμοποιούνται ηλεκτρόδια στη διαδικασία της λιθογραφίας, στα οποία εφαρμόζεται ένα παλμικό ηλεκτρικό πεδίο κι εάν είναι αρκετά ισχυρό συμβαίνει η αυθόρμητη αναστροφή της κρυσταλλικής δομής. Η κρίσιμη αυτή τιμή του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου ονομάζεται πεδίο εξαναγκασμού και η αριθμητική του τιμή εξαρτάται από τις ιδιότητες του κρυστάλλου και είναι της τάξης αρκετών kV/mm. Ένα από τα πρώτα πειράματα τέτοιου είδους έγινε από τους Mason et al. το 2002 [11] όπου ένας περιοδικά πολωμένος κρύσταλλος νιοβικού λιθίου (ppLN) χρησιμοποιήθηκε για την παραγωγή ζευγών φωτονίων στα 800-1600 nm. Από εκεί κι έπειτα ο αριθμός των εργαστηριακών πειραμάτων έχει αυξηθεί σημαντικά [12], [13], [14].

- **Waveguide-Crystal PDC**

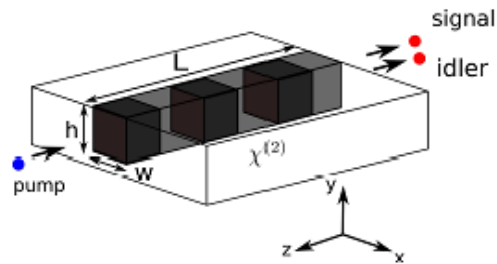
Έπειτα από την παρουσίαση των bulk κρυστάλλων ως πηγή μοναδικών φωτονίων αλλά και της περιοδικής πόλωσης ως μέσο για την επίτευξη της quasi-phase matching, μια ακόμη σημαντική εξέλιξη είναι η συμπερίληψη της τεχνολογίας των κυματοαγωγών σαν μέσο για την παραγωγή μοναδικών φωτονίων.

Στους κυματοαγωγούς ο περιορισμός των ηλεκτρικών πεδίων στο εσωτερικό τους οδηγεί σε υψηλά πλάτη πεδίου στο μη γραμμικό υλικό, αυξάνοντας έτσι τον βαθμό της υπομετατροπής κατά αρκετές τάξεις μεγέθους σε σύγκριση με τους bulk κρυστάλλους. Επίσης η δημιουργία των signal και idler επιτρέπει αποτελεσματική σύζευξη με οπτικές ίνες. Τέλος οι κυματοδηγοί επιτρέπουν την ενσωμάτωση σε συσκευές μικρής κλίμακας που μπορεί να περιλαμβάνουν πηγές, οπτικά κυκλώματα και ανιχνευτές.

Τα πιο συνήθη διηλεκτρικά υλικά που χρησιμοποιούνται για τη δημιουργία τους είναι τα εξής, νιοβικό λίθιο (LiNbO_3 ή LN), τανταλικό λίθιο (LiTaO_3), φωσφορικό τιτάνιο του καλίου

(KTiOPO_4 ή KTP) και νιοβικό κάλιο (KNbO_3). Ακόμη χρησιμοποιούνται και μη γραμμικοί ημιαγωγοί, AlGaAs , GaAs , ZnSe , ZnTe , InP , οι οποίοι σε σύγκριση με τα διηλεκτρικά υλικά παρουσιάζουν υψηλότερες μη γραμμικές επιδεκτικότητες, αλλά και υψηλότερους βαθμούς απωλειών.

Από όλα, αυτά που χρησιμοποιούνται πιο συχνά είναι τα LN και KTP κι αυτό γιατί έχουν χαμηλές απώλειες, ειδικές ιδιότητες διασποράς κι ευκολία στην κατασκευή.



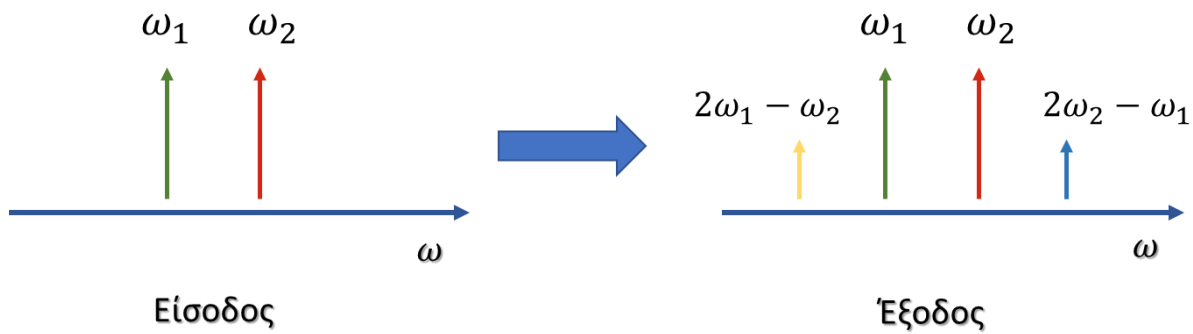
Εικόνα 4: Σχηματική εικόνα Spontaneous Parametric Down Conversion

1.3.2 Four Wave Mixing (Μίξη τεσσάρων φωτονίων)

Σε πολλά πειράματα της κβαντικής πληροφορίας χρησιμοποιούνται πηγές που παράγουν φωτόνια με πιθανοκρατικό τρόπο εκμεταλλεόμενες τις συνθήκες της μη γραμμικής οπτικής, αποδίδοντας έτσι υψηλή λαμπρότητα (brightness) και μεγάλο εύρος ιδιοτήτων. Παρά το γεγονός ότι χρησιμοποιούνται ευρέως διαδικασίες που εκμεταλλεύονται τη γένεση της 2^{ης} αρμονικής, πρόσφατα αναπτύσσεται μεγάλο ενδιαφέρον για την παραγωγή ζευγών φωτονίων σε οπτικές ίνες, εκμεταλλεόμενοι τη γένεση της 3^{ης} αρμονικής.

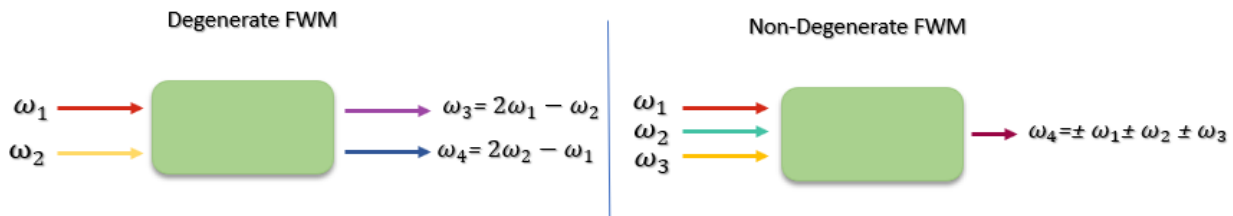
Η μίξη τεσσάρων κυμάτων (four-wave mixing ή FWM) είναι μια μη γραμμική οπτική διαδικασία τρίτης τάξης, $\chi^{(3)}$, η οποία συμβαίνει φυσικά σε οπτικά υλικά, όπου ένα ισχυρό μεταδιδόμενο αντλιακό πεδίο παρέχει ενίσχυση για πεδία φωτός σε άλλα μήκη κύματος.

Εάν υποθέσουμε λοιπόν ότι έχουμε δύο αρχικά σήματα με συχνότητες ω_1 και ω_2 , ($\omega_2 > \omega_1$) τα οποία συνδιαδίδονται και συμβαίνει διαμόρφωση του δείκτη διάθλασης στη διαφορά συχνότητας, παράγονται σήματα σε συχνότητες $\omega_3 = \omega_1 - (\omega_2 - \omega_1) = 2\omega_1 - \omega_2$ και $\omega_4 = \omega_2 + (\omega_2 - \omega_1) = 2\omega_2 - \omega_1$.



Εικόνα 5: Δημιουργία νέων συχνοτήτων μέσω της Four Wave Mixing.

Εάν και οι τέσσερις συχνότητες έχουν διαφορετική τιμή τότε η διαδικασία χαρακτηρίζεται ως μη εκφυλισμένη μίξη τεσσάρων κυμάτων (non-degenerate four-wave mixing), αλλιώς εάν δύο από τις τέσσερις συχνότητες συμπίπτουν θα ονομάζεται εκφυλισμένη (degenerate four-wave mixing). Συνήθως περιγράφεται η δεύτερη ως απλούστερη.



Εικόνα 6: Σχηματική αναπαράσταση εκφυλισμένης και μη-εκφυλισμένης FWM

Περνώντας σε κβαντικό επίπεδο η διαδικασία sFWM (spontaneous four-wave mixing, αυθόρμητης μίξης τεσσάρων κυμάτων), μπορεί να θεωρηθεί ως η εικονική απορρόφηση δύο pump φωτονίων για την δημιουργία ενός signal και idler ζεύγους φωτονίων. Καθώς αυτά τα δύο δημιουργούνται ταυτόχρονα, η ανίχνευση του ενός μας προειδοποιεί για την ύπαρξη του άλλου.

Για συγκεκριμένη δομή υλικού αλλά και πηγής πρέπει να ισχύουν η διατήρηση της ενέργειας και της ορμής:

$$\omega_{p1} + \omega_{p2} = \omega_s + \omega_i$$

και

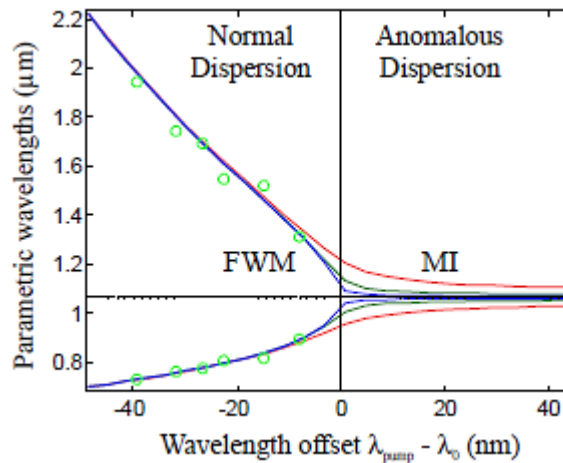
$$\kappa = k_s + k_i - k_{p1} - k_{p2} + 2\gamma P_p .$$

Όπου κ είναι η αναντιστοιχία φάσης (phase-mismatch) μεταξύ των σταθερών διάδοσης για τα pump, signal και idler ως αποτέλεσμα της χρωματικής διασποράς. Μόνο όταν η

αναντιστοιχία φάσης είναι κοντά στο μηδέν η πιθανότητα να δημιουργηθεί ζεύγος φωτονίων αυξάνεται κατά μήκος της ίνας σε επαρκή επίπεδα.

Ο όρος $2\gamma P_p$, είναι η διόρθωση στην αναντιστοιχία φάσης εξαιτίας της αυτοδιαμόρφωσης φάσης (self-phase modulation) του έντονου pump λέιζερ, όπου το P_p είναι η μέγιστη ισχύς του pump και γ , ο μη γραμμικός συντελεστής της ίνας και δίνεται από $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_p A_{eff}}$. Επίσης καθορίζεται από το μήκος κύματος του pump λ_p , την επιφάνεια εγκάρσιας διατομής της ίνας A_{eff} και το μη γραμμικό δείκτη διάθλασης του υλικού n_2 (για την πυριτρία $n_2 = 2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$).

Για παράδειγμα στην παρακάτω εικόνα φαίνεται μια καμπύλη διασποράς η οποία έχει υπολογιστεί για τυπική ίνα για διαφορετικά pump. [19]



Εικόνα 7: Καμπύλες αντιστοίχισης φάσης για δύο διαφορετικά επίπεδα μέγιστης ισχύος του pump. Αυτή η καμπύλη αντιστοίχισης φάσης είναι για μια φωτονική κρυσταλλική ίνα, στην οποία το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς έχει μετατοπιστεί προς την ορατή περιοχή σε σύγκριση με τις συμβατικές μονοφωτονικές ίνες. [20]

Σε αυτή την εικόνα φαίνονται δύο διαφορετικές περιπτώσεις διάδοσης του φωτός. Στα μικρά μήκη κύματος η ίνα παρουσιάζει ομαλή διασπορά, ενώ οι συνιστώσες στα μεγάλα μήκη κύματος του παλμού φωτός ταξιδεύουν γρηγορότερα από ότι αυτές των μικρών μηκών κύματος. Στα μεγαλύτερα μήκη κύματος η διασπορά είναι ανώμαλη και ισχύει το αντίστροφο, οι συνιστώσες των μικρών μηκών κύματος ταξιδεύουν γρηγορότερα. Στο όριο μεταξύ των δύο περιοχών βρίσκεται το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς όπου η παράμετρος διασποράς, D είναι μηδενική:

$$D = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2 k}{d\omega^2} = 0.$$

Έτσι η συνθήκη για την αντιστοίχιση φάσης της FWM εξαρτάται από εάν το μήκος κύματος του pump βρίσκεται πάνω ή κάτω από το σημείο μηδενικής διασποράς (zero-dispersion). Οπότε στην περίπτωση που βρισκόμαστε στην ανώμαλη περιοχή ισχύει $2k_p > k_s + k_i$, οπότε για τα signal και idler με λ κοντά σε αυτό του pump, ο όρος $+2\gamma P_p$, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για διορθώσει την αναντιστοιχία φάσης. Στην ομαλή περιοχή όπου

$2k_p < k_s + k_i$, ο μη γραμμικός όρος αμβλύνει την αναντιστοιχία φάσης. Εδώ η αντιστοίχιση φάσης μπορεί να επιτευχθεί κοντά στο σημείο μηδενικής διασποράς.

Η FWM μπορεί να έχει σημαντικά επιβλαβή αποτελέσματα στις επικοινωνίες οπτικών ινών, ιδιαίτερα στο πλαίσιο της πολυπλεξίας (WDM), όπου μπορεί να προκαλέσει cross-talk μεταξύ καναλιών διαφορετικού μήκους κύματος ή/και μη ισορροπία στην ισχύ των καναλιών. Ένας τρόπος για να μην συμβεί αυτό είναι η αποφυγή ίσων αποστάσεων μεταξύ των καναλιών.

Από την άλλη πλευρά όμως, η FWM μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε ένα WDM σύστημα τηλεπικοινωνιών για μετάφραση καναλιού μήκους κύματος. Εδώ, ένα σήμα εισόδου μαζί με ένα pump συνεχούς κύματος, σε κάποιο μήκος κύματος εγχέεται σε τμήμα ίνας (πιθανώς μια εξαιρετικά μη γραμμική ίνα), το οποίο οδηγεί στη δημιουργία ενός σήματος εξόδου σε άλλη οπτική συχνότητα και η οπτική συχνότητα εισόδου αντικατοπτρίζεται στη συχνότητα του pump.

1.4 Phase Matching (Αντιστοίχιση/Συμφωνία Φάσης)

Τα μη γραμμικά φαινόμενα είναι συνήθως ασθενή, επομένως για να επιτευχθεί μια χρήσιμη μη γραμμική μετατροπή με αποδοτικό τρόπο απαιτείται μεγάλο μήκος του μη γραμμικού μέσου.

Σε όλες τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ 3 κυμάτων θεωρούμε ότι ισχύει η ακόλουθη συνθήκη συμφωνίας φάσης:

$$\Delta \vec{k} = 0 \Rightarrow \vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3.$$

Η συνθήκη αυτή πρέπει να επαληθεύεται ώστε να εξασφαλίζεται ότι η ταχύτητα του κύματος που παράγεται από τη συνιστώσα της μη γραμμικής πόλωσης, η οποία αντιστοιχεί στο άθροισμα συχνοτήτων, είναι ίδια με την ταχύτητα διάδοσης του κύματος το οποίο αντιστοιχεί στην πόλωση που το παράγει.

Γενικά όμως αυτό δε συμβαίνει γιατί η διασπορά του μέσου υποχρεώνει τις διαφορετικές συχνότητες να έχουν διαφορετικές ταχύτητες διάδοσης. Κατά συνέπεια έχουμε καταστρεπτική συμβολή μεταξύ των κυμάτων με αποτέλεσμα να περιορίζεται σοβαρά η παραγωγή δεύτερης αρμονικής συχνότητας.

Η συμφωνία φάσης αποτελεί έναν τρόπο ελέγχου του δείκτη διάθλασης ενός μέσου ο οποίος με τη σειρά του καθορίζει την ταχύτητα των διαδιδόμενων ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, έτσι ώστε οι ταχύτητες του κύματος πόλωσης και του η/μ κύματος που δημιουργείται, να συμβάλλουν ενισχυτικά και όχι ανααιρετικά.

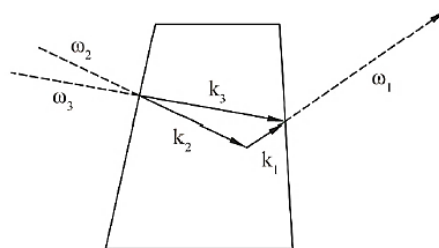
Στην οπτική σε όλα τα μέσα ο δείκτης διάθλασης αυξάνεται με τη συχνότητα (με εξαίρεση αν το μέσο εμφανίζει ανώμαλη διασπορά).

Η μη επίτευξη συμφωνίας φάσης, δηλαδή το «mismatch» αντιμετωπίζεται συνήθως με έναν από τους δύο παρακάτω τρόπους: [16]

- **Συμφωνία φάσης μέσω διασποράς (dispersion phase matching):**

Σε αυτή την περίπτωση η συμφωνία φάσης επιτυγχάνεται μέσω του ελέγχου της διασποράς του μέσου για μια ορισμένη φασματική περιοχή και ειδικότερα γύρω από μια συγκεκριμένη γραμμή απορρόφησης (συντονισμό). Η παρουσία ενός συντονισμού επιβάλλει γρήγορη αλλαγή της τιμής του δείκτη διάθλασης.

Η μεθοδολογία επίτευξης συμφωνίας φάσης μέσω διασποράς δεν είναι ιδιαίτερα χρήσιμη, καθώς εμφανίζει απώλειες επειδή χρησιμοποιείται στην περιοχή γύρω από γραμμές απορρόφησης του μέσου. Ακόμη η περιοχή αλληλεπίδρασης είναι περιορισμένη γιατί η χρήση μη συγγραμικών δεσμών συνοδεύεται από μικρή χωρική αλληλοεπικάλυψη.



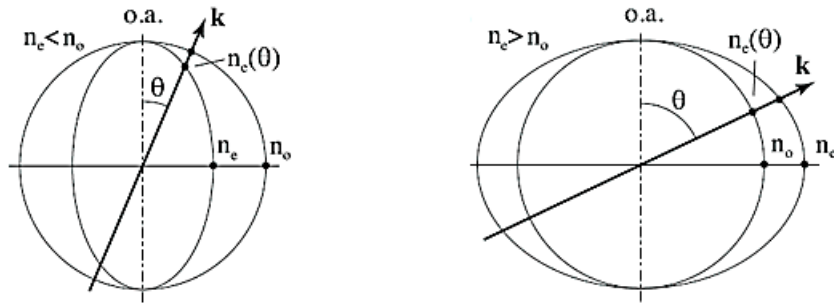
Εικόνα 8: Συμφωνία φάσης μέσω διασποράς

- **Συμφωνία φάσης μέσω διπλοθλαστικότητας (birefringent phase matching)**

Αυτή η τεχνική στηρίζεται στην ιδιότητα της διπλοθλαστικότητας την οποία εμφανίζουν οι ανισότροποι κρύσταλλοι. Οι κρύσταλλοι αυτοί έχουν δύο κύριους δείκτες διάθλασης, τον κανονικό ή τακτικό δείκτη διάθλασης, n_o (ordinary) και τον έκτακτο, n_e (extraordinary), οι οποίοι αντιστοιχούν σε δύο κάθετες μεταξύ τους πολώσεις του φωτός. Το επίπεδο του κρυστάλλου που περιλαμβάνει τον οπτικό άξονα και το κυματόνυσμα του ρυθμ ονομάζεται κύριο επίπεδο και όταν μια δέσμη φωτός είναι ορθογώνια πολωμένη ως προς αυτό το επίπεδο την ονομάζουμε ordinary (o) και αυτή που είναι πολωμένη παράλληλα στο κύριο επίπεδο extraordinary (e). Η τιμή του έκτακτου δείκτη διάθλασης εξαρτάται από τη διεύθυνση διάδοσης της ακτινοβολίας μέσα στον κρύσταλλο.

Για αυτούς που ισχύει:

- ❖ $n_e < n_o$, ονομάζονται κρύσταλλοι αρνητικού μονοάξονα
- ❖ $n_e > n_o$, ονομάζονται κρύσταλλοι θετικού μονοάξονα



Εικόνα 9: Δείκτης διάθλασης για πεδίο φωτός k που διαδίδεται σε διπλοθλαστικούς κρυστάλλους. α) Αρνητικός μονοαξονικός κρύσταλλος με $n_e < n_o$. β) Θετικός μονοαξονικός κρύσταλλος με $n_e > n_o$

Γενικά η τιμή του έκτακτου δείκτη διάθλασης κυμαίνεται μεταξύ του n_o για γωνία $\theta = 0^\circ$ και του n_e για γωνία $\theta = 90^\circ$ και δίνεται από την εξής σχέση:

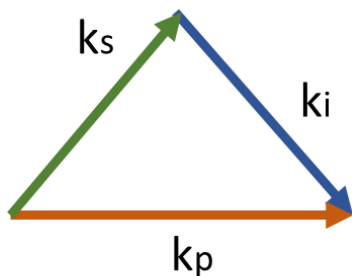
$$n_e^2(\theta) = \left(\frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} \right)^{-1}$$

Για ορισμένη γωνία θ_m θα έχει επιτευχθεί συμφωνία φάσης και θα ισχύει: $n_o^\omega = n_e^{2\omega}$, δηλαδή οι φασικές ταχύτητες θα είναι ίδιες για τη συχνότητα του προσπίπτοντος κύματος και για τη συχνότητα της παραγόμενης δεύτερης αρμονικής.

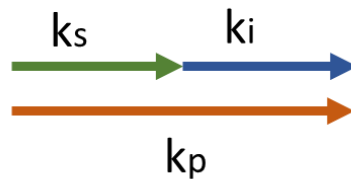
Έχουμε δύο τύπους επίτευξης συμφωνίας φάσης (περιγραφή με τη χρήση κυματανυσμάτων):

- $\vec{k}_1^e = \vec{k}_2^o + \vec{k}_3^o \Rightarrow$ Τύπος I (ίδια πόλωση)
- $\vec{k}_1^e = \vec{k}_2^e + \vec{k}_3^o \Rightarrow$ Τύπος II (ορθογώνια πόλωση)

Μη συγγραμμικό phase matching



Συγγραμμικό phase matching



Εικόνα 10: Μη συγγραμμική (non-collinear) και συγγραμμική (collinear) αντιστοίχιση φάσης

❖ Γωνία απόκλισης (Walk-off)

Το ελλειψοειδές του δείκτη διάθλασης δείχνει πώς μεταβάλλεται η φασική ταχύτητα ενός κύματος κατά τη διάδοσή του σε οποιαδήποτε διεύθυνση μέσα στον κρύσταλλο και η οποία θα είναι ανάλογη της απόστασης της αρχής των αξόνων από την επιφάνεια. Η ενέργεια ενός κύματος ταξιδεύει με την ομαδική ταχύτητα $u_g = d\omega/dk$, η οποία είναι κάθετη προς την επιφάνεια του ελλειψοειδούς. Έτσι ακόμη και στην περίπτωση της συγγραμμικής συμφωνίας φάσης θα υπάρχει μια απόκλιση (walk-off angle) μεταξύ του τακτικού και του έκτακτου κύματος.

Αυτό το γεγονός είναι σημαντικό για δέσμες μικρής διαμέτρου καθώς κατά τη διάδοσή τους στον κρύσταλλο είναι δυνατό οι δύο δέσμες να έχουν διαχωριστεί χωρικά εντελώς. Η εναρμόνιση φάσης σε τέτοια υλικά μπορεί να επιτευχθεί για ορθογώνια πολωμένα πεδία εάν εκμεταλλευτούμε τη διπλοθλαστικότητα του κρυστάλλου και αυτό γίνεται αλλάζοντας τη γωνία μεταξύ των αξόνων του κρυστάλλου και των αλληλεπιδρώντων πεδίων (angle tuning). Αυτή η τεχνική αλλιώς ονομάζεται κρίσιμη εναρμόνιση φάσης (critical phase-matching), επειδή είναι αρκετά ευαίσθητη σε αποκλίσεις από τις βέλτιστες συνθήκες κι έτσι περιορίζει το εύρος ζώνης της γωνιακής, φασματικής και θερμοκρασιακής αποδοχής. Εναλλακτικά η γωνία θ μπορεί να τεθεί μόνιμα στις 90° και να επιτύχουμε το phase-matching μεταβάλλοντας τη θερμοκρασία του κρυστάλλου οπότε έτσι αλλάζει και το μέγεθος των ordinary και extraordinary ελλειψοειδών. Αυτή η τεχνική ονομάζεται μη-κρίσιμη εναρμόνιση φάσης (non-critical phase-matching ή temperature/ 90° phase-matching).

❖ Χωρική Απόκλιση (spatial walk-off)

Η χωρική απόκλιση συμβαίνει μόνο για δέσμη με έκτακτη (extraordinary) πόλωση που διαδίδεται σε κάποια γωνία θ σχετικά με τον οπτικό άξονα, ώστε ο δ.δ. n_e και η φασική ταχύτητα (στο κενό ισούται με την ομαδική ταχύτητα) εξαρτάται από αυτή τη γωνία. Η γωνία απόκλισης υπολογίζεται από $\tan \rho = -\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial \theta}$. Το αρνητικό πρόσημο σημαίνει ότι η απόκλιση συμβαίνει στην κατεύθυνση που ο δείκτης διάθλασης μειώνεται. Μια δέσμη με τακτική (ordinary) πόλωση (όπου ο δ.δ. δεν εξαρτάται από τη γωνία) δεν παρουσιάζει απόκλιση.

Λόγω της χωρικής απόκλισης περιορίζεται η απόδοση μετατροπής αλλά και το χρήσιμο μήκος αλληλεπίδρασης, οι δέσμες απλώνονται χωρικά και η ποιότητα της δέσμης πέφτει. Δεν διορθώνεται με τη χρήση μιας πιο εστιασμένης δέσμης γιατί σε αυτή την περίπτωση θα πρέπει να μειωθεί το μήκος διάδοσης μιας και για δέσμες με μικρότερη ακτίνα η χωρική απόκλιση γίνεται πιο σημαντική.

Το πρόβλημα μειώνεται στις υψηλές συχνότητες που επιτρέπουν καλή μετατροπή σε μικρό μήκος. Διόρθωση αυτής της απόκλισης [17] μπορεί να συμβεί με τη χρήση 2 ακόλουθων μη γραμμικών κρυστάλλων, με διεύθυνση τέτοια ώστε οι διευθύνσεις απόκλισης των κρυστάλλων να είναι αντίθετες. Θα υπάρχει ακόμη κάποια απόκλιση αλλά σαν συνολικό αποτέλεσμα θα έχει βελτιωθεί.

❖ Χρονική απόκλιση (Temporal walk-off)

Πρόκειται για την απώλεια της χρονικής αλληλοεπικάλυψης των παλμών μετά από κάποιο μήκος διάδοσης, που προκαλείται από την αναντιστοιχία της ομαδικής ταχύτητας. Κι αυτό γιατί δέσμες με διαφορετικές συχνότητες έχουν και διαφορετικές ομαδικές ταχύτητες.

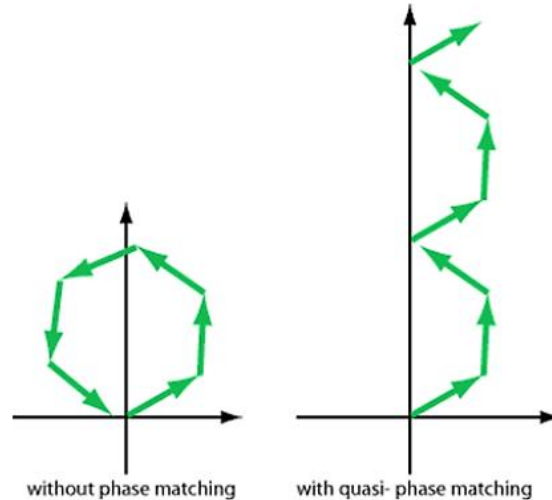
1.4.1 Quasi-Phase Matching

Η quasi-phase matching είναι μια τεχνική που έχει αναπτυχθεί προκειμένου να επιτευχθούν παρόμοια αποτελέσματα με αυτά των μη γραμμικών αλληλεπιδράσεων όταν αντί για ένα ομοιογενές μη γραμμικό κρυσταλλικό υλικό, χρησιμοποιείται ένα υλικό με χωροδιαμορφωμένες μη γραμμικές ιδιότητες.

Στην υπομετατροπή τα μήκη κύματος των pump, signal και idler είναι αρκετά διαφορετικά (δηλαδή όπως στους δικούς μας υπολογισμούς για $\lambda_{\text{pump}} = 776\text{nm}$ το $\lambda_{\text{signal}} = 1542\text{nm}$) και αυτό σημαίνει ότι ο δείκτης διάθλασης του μη γραμμικού μέσου είναι συνήθως διαφορετικός για αυτά τα μήκη κύματος (εφόσον εξαρτάται από αυτά). Άμεση συνέπεια αυτού είναι η ύπαρξη σχετικής φάσης μεταξύ των αλληλεπιδρώντων κυμάτων η οποία μάλιστα δεν διατηρείται και ποικίλει ανάλογα με το μέσο διάδοσης. Γι'αυτό και είναι απαραίτητη η ανάπτυξη μιας τεχνικής η οποία θα διατηρεί τη φάση κατά μήκος του κρυστάλλου έτσι ώστε συνεισφορές από τα διάφορα μέρη να αλληλεπιδρούν ενισχυτικά. Μια τέτοια τεχνική είναι η quasi-phase matching (ψευδο-αντιστοιχία φάσης).

Η ιδέα πίσω από την QPM είναι η διόρθωση της σχετικής φάσης ανά τακτά διαστήματα μέσω μια περιοδικής δομής η οποία έχει δημιουργηθεί στο μη γραμμικό μέσο. Μια από τις πιο αποδοτικές δομές είναι η περιοδική εναλλαγή του προσήμου του μη γραμμικού συντελεστή κατά μήκος του μέσου. [18] Κρύσταλλοι που καλλιεργούνται με εναλλασσόμενες δομές σιδηροηλεκτρικών τομέων ονομάζονται περιοδικά πολωμένοι κρύσταλλοι. Από τα καλύτερα υλικά τέτοιου είδους είναι οι περιοδικά πολωμένοι κρύσταλλοι σιδηροηλεκτρικών οξειδίων αλλά πρόσφατες εξελίξεις στους ημιαγωγούς (orientation-patterned semiconductors) και σε άλλα μέσα της μικροκλίμακας ανοίγουν μια ποικιλία νέων ευκαιριών.

Στην αντιστοίχιση φάση μέσω διπλοθλαστικότητας η αλληλεπίδραση συνεισφέρει ενισχυτικά μόνο για το μήκος που τα pump, signal και idler είναι όλα σε φάση αλλιώς όχι. Στο QPM λόγω της περιοδικότητας στο μέσο αλλάζει το πρόσημο της μη γραμμικής επιδεκτικότητας ($\chi^{(2)}$) για κάθε μήκος συνοχής. Το μήκος συνοχής ορίζεται ως η απόσταση που μπορεί να διανύσει η δέσμη λείζερ χωρίς να υπάρξει ασυνέχεια φάσης. Επομένως η αλληλεπίδραση μπορεί να προστεθεί ενισχυτικά για όλο το μήκος του κρυστάλλου.



Εικόνα 11: Προσθήκη συνεισφορών πλάτους από διαφορετικά μέρη του κρυστάλλου. Με quasi-phase matching, μπορεί να επιτευχθεί υψηλή απόδοση μετατροπής.

Η QPM δεν αλλάζει κάτι στη συνθήκη διατήρησης της ενέργειας αλλά προσθέτει έναν επιπλέον όρο στη σχέση διατήρησης της ορμής. Αυτός είναι ο $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$, όπου Λ είναι η περίοδος πόλωσης όπως μετράται κατά μήκος του άξονα διάδοσης του pump. Επιπλέον η περίοδος πόλωσης του μέσου εξαρτάται από τη θερμοκρασία (T). Άρα η διατήρηση της ορμής παίρνει τη μορφή:

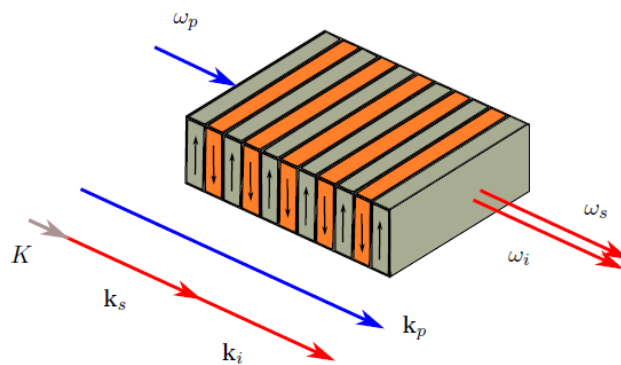
$$k_p(n_p(\omega_p, T), \omega_p) = k_s(n_s(\omega_s, T), \omega_s) + k_i(n_i(\omega_i, T), \omega_i) + K(T)$$

Εν ολίγοις, τα πιθανά οφέλη του QPM είναι:

- Μπορεί να λειτουργήσει με ένα πολύ ευρύ φάσμα μη γραμμικών αλληλεπιδράσεων (ακόμη και σε κρυστάλλους που έχουν π.χ. πολύ αδύναμη διπλόθλαστικότητα), και αυτό σε κάποια θερμοκρασία και χωρίς χωρική απόκλιση (spatial walk-off).
- Καθώς η μέθοδος της περιοδικής πόλωσης μπορεί να εφαρμοστεί ακριβώς σε κρυσταλλικά υλικά με ιδιαίτερα υψηλή μη γραμμικότητα, και το QPM επίσης καθιστά συχνά δυνατή τη χρήση μεγαλύτερου μη γραμμικού συντελεστή από αυτόν που είναι προσβάσιμος με αντιστοίχιση φάσης, πολλές μη γραμμικές διαδικασίες μετατροπής μπορούν να γίνουν πολύ αποτελεσματικές.
- Οι περιοδικά πολωμένοι κρύσταλλοι μπορεί να έχουν μειωμένη τάση για φωτοδιαθλαστικά προβλήματα, εάν τα αποτελέσματα σε διαφορετικά προσανατολισμένους τομείς ακυρώνουν το ένα το άλλο.

Οι περιορισμοί είναι:

- Η κατασκευή περιοδικά πολωμένων κρυστάλλων με υψηλή και αξιόπιστη ποιότητα αποτελεί πρόκληση και είναι δυνατή μόνο με ορισμένα κρυσταλλικά υλικά. Οι λεπτομέρειες και τα ποσοστά επιτυχίας των απαιτούμενων διαδικασιών εξαρτώνται σε μεγάλο βαθμό από τις λεπτομέρειες υλικού - όχι μόνο τον τύπο υλικού, αλλά και την πυκνότητα, τη στοιχειομετρία, την επιφάνειά του κλπ.
- Η περιοδική πόλωση μπορεί να εφαρμοστεί μόνο σε κρυστάλλους με αρκετά περιορισμένο πάχος, πράγμα που αποκλείει συσκευές μεγάλου ανοίγματος για πολύ υψηλά επίπεδα ισχύος.
- Για διαφορετικές διαδικασίες, απαιτούνται πολλές διαφορετικές περιόδους πόλωσης. Αυτό καθιστά λιγότερο πιθανό ότι ένας κατασκευαστής μπορεί να έχει το απαιτούμενο κρύσταλλο σε απόθεμα. Ακόμη απαιτούνται ακριβή δεδομένα δείκτη διάθλασης (Sellmeier) για ακριβείς προβλέψεις της απαιτούμενης περιόδου διάθλασης Λ .
- Διαδικασίες υψηλότερης τάξης μπορούν να παράγουν φως σε επιπλέον μήκη κύματος, το οποίο μπορεί να ενοχλεί με διάφορους τρόπους.



Εικόνα 12: Περιοδική πόλωση μη γραμμικού οπτικού κρυστάλλου. Ένα ω_p φωτόνιο με συχνότητα ω_p προσπίπτει στο υλικό και μετατρέπεται σε ένα signal (ω_s) και σε ένα idler (ω_i). Φαίνεται ο παράγοντας K που διορθώνει την αναντιστοιχία φάσης.

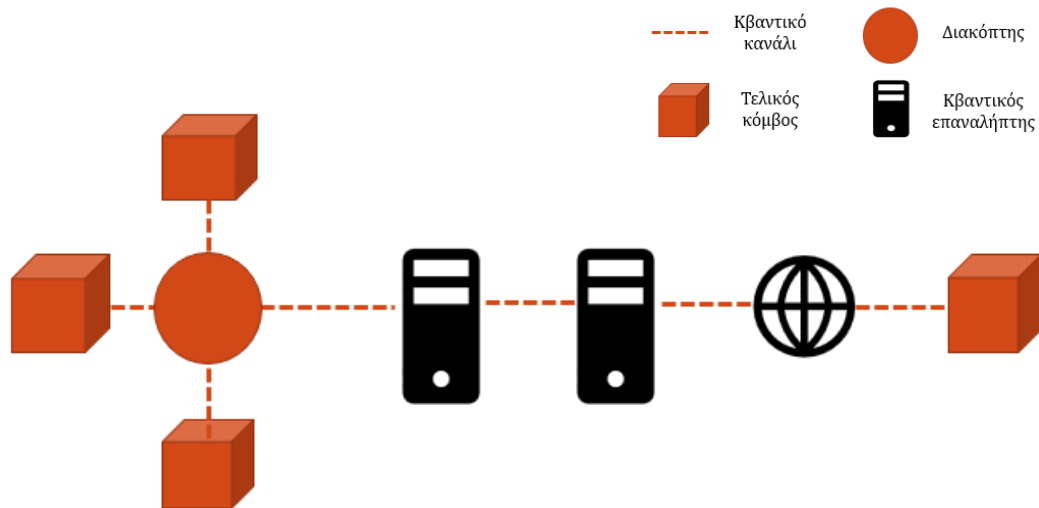
Κεφάλαιο 2: Κβαντικό διαδίκτυο: Λογική δομή και βασικές τεχνολογικές προκλήσεις

Το Κβαντικό Διαδίκτυο (quantum internet) οραματίζεται ως το τελικό στάδιο της κβαντικής επανάστασης, το οποίο θα ανοίξει νέους δρόμους σε θεμελιώδεις νέες επικοινωνίες και υπολογιστικές δυνατότητες. Σε αντιστοιχία στις κλασικές επικοινωνίες, το Διαδίκτυο (internet), ένα απέραντο δίκτυο το οποίο επιτρέπει την ταυτόχρονη μεγάλης εμβέλειας κλασική επικοινωνία, έχει εδώ και αρκετά χρόνια επαναστατικό αντίκτυπο στον κόσμο μας και πλέον στην καθημερινότητά μας. Το κβαντικό διαδίκτυο με τη σειρά του μπορεί να ενισχύσει αυτή την τεχνολογία επιτρέποντας την κβαντική επικοινωνία μεταξύ δύο οποιονδήποτε σημείων στη γη.

Επομένως ενδέχεται να λειτουργεί παράλληλα με το κλασικό διαδίκτυο, με τη σύνδεση κβαντικών επεξεργαστών ώστε να επιτευχθούν δυνατότητες που είναι αποδεδειγμένα αδύνατες με τη χρήση μόνο κλασικών μέσων.

2.1 Δομικά στοιχεία ενός κβαντικού δικτύου

Ένα κβαντικό διαδίκτυο θα αποτελείται από τρία βασικά στοιχεία. [21] Αρχικά αυτό που είναι απαραίτητο, είναι η φυσική σύνδεση των επιμέρους στοιχείων μεταξύ τους ώστε να μπορούν να μεταδίδονται τα qubits, οπότε και χρειάζονται τα **κβαντικά κανάλια** γι' αυτό το σκοπό. Τέτοια μπορούν να είναι οι συνήθεις ίνες που χρησιμοποιούνται στις τηλεπικοινωνίες καθώς χρησιμοποιούνται και σήμερα για τη μεταφορά του φωτός. Δεύτερον είναι ανάγκη η ύπαρξη ενός μέσου για την επέκταση αυτών των μικρών αποστάσεων. Τα κβαντικά κανάλια εγγενώς παρουσιάζουν αρκετές απώλειες. Γι' αυτό το λόγο και γιατί είναι αναγκαίο να καλυφθούν μεγάλες αποστάσεις μετάδοσης της πληροφορίας είναι απαραίτητη η ύπαρξη ενδιάμεσων κόμβων που ονομάζονται **κβαντικοί επαναλήπτες**. Ένας τέτοιος επαναλήπτης τοποθετείται σε ορισμένα διαστήματα κατά μήκος της οπτικής ίνας κι επιτρέπει την μετάδοση των qubits σε μεγάλες αποστάσεις. Το τρίτο στοιχείο αποτελεί κάθε **τελικός κόμβος** που στην ουσία είναι ένας κβαντικός επεξεργαστής που θα συνδεθεί στο κβαντικό δίκτυο. Οι ίδιοι θα μπορούν να λειτουργούν και ως κβαντικοί επαναλήπτες χωρίς όμως αυτό να είναι απαραίτητο. Οι επεξεργαστές αυτοί μπορούν να είναι από πολύ απλοί κόμβοι που μόνο προετοιμάζουν και κάνουν μετρήσεις σε μοναδικά φωτόνια έως και κβαντικοί υπολογιστές μεγάλης κλίμακας. Τέλος βασική υπόθεση είναι ότι όλοι οι κόμβοι θα μπορούν να επικοινωνούν κλασικά μεταξύ τους ώστε να ανταλλάσσουν πληροφορίες χειρισμού, μιας και η ολοκλήρωση του κβαντικού διαδικτύου δεν συνεπάγεται την αντικατάσταση της κλασικής επικοινωνίας, αλλά έχει ως στόχο να την συμπληρώσει.



Εικόνα 13: Σχηματική αναπαράσταση κβαντικού διαδικτύου.

Εάν δούμε τα δομικά στοιχεία λίγο πιο αναλυτικά, το κβαντικό κανάλι είναι ένα κανάλι επικοινωνίας που μπορεί να μεταδώσει κβαντική (π.χ. η κατάσταση ενός qubit) αλλά και κλασική πληροφορία (π.χ. έγγραφο κειμένου που μεταδίδεται μέσω ίντερνετ). Απώλειες στα κβαντικά κανάλια υπάρχουν όπως και στα κλασικά, απλά στις κλασικές τηλεπικοινωνίες το πρόβλημα λύνεται με την ενίσχυση του σήματος, κάτι το οποίο δεν μπορεί να συμβεί στον κβαντικό κόσμο λόγω της ύπαρξης του θεωρήματος μη κλωνοποίησης αλλά και επειδή είναι απαραίτητη μια διαφορετικού είδους προσέγγιση, δηλαδή οι κβαντικοί επαναλήπτες. Όσον αφορά τα φωτονικά κανάλια υπάρχουν δύο τύποι, ένας είναι τα free-space channels (πιθανόν μέσω δορυφόρων) και δεύτερος τα fiber-based channels (όταν πραγματοποιηθεί το κβαντικό ίντερνετ είναι πιθανό να χρησιμοποιηθεί συνδυασμός και των δύο). Η απαίτηση που υπάρχει είναι να παρουσιάζουν ελάχιστη απώλεια φωτονίων καθώς και αποσυμφώνιση.

Οι τελικοί κόμβοι με τη σειρά τους είναι επιθυμητό να επιτυγχάνουν ισχυρή αποθήκευση των κβαντικών καταστάσεων για τη χρονική διάρκεια που απαιτείται να επιτευχθεί ο εναγκαλισμός μεταξύ των τελικών κόμβων αλλά και να διατηρηθεί κατά τους κβαντικούς χειρισμούς.

Ακόμη είναι σημαντική η υψηλή πιστότητα (fidelity) επεξεργασίας πληροφοριών μέσα στον κόμβο όπως και η συμβατότητα με το hardware των φωτονικών τηλεπικοινωνιών.

Τέλος οι κβαντικοί επαναλήπτες επιτρέπουν τη δημιουργία μιας γνωστής μέγιστα εναγκαλισμένης κατάστασης μεταξύ των τελικών άκρων ενός δικτύου, χωρίζοντας το δίκτυο σε τμήματα, δημιουργώντας εναγκαλισμό μεταξύ τους και συνδέοντάς τα, ώστε να δημιουργηθεί ο απαιτούμενος μεγάλης εμβέλειας εναγκαλισμός. Η πιθανότητα επιτυχίας

της δημιουργίας του τελικού εναγκαλισμένου συνδέσμου εξαρτάται κυρίως από την απόσταση των γειτονικών κόμβων και όχι της συνολικής απόστασης επικοινωνίας. Οι κβαντικοί επαναλήπτες προτάθηκαν αρχικά το 1998 από τους Briegel et al. [22] και Σύμφωνα με τους William J. Munro, Koji Azuma, Kiyoshi Tamaki, and Kae Nemoto [23] στο πρωτόκολλο των κβαντικών επαναληπτών υπάρχουν 3 κύριες λειτουργίες:

- **Entanglement distribution:** η διαδικασία δημιουργίας εναγκαλισμένων συνδέσμων ανάμεσα στους κόμβους του δικτύου.
- **Entanglement purification/distillation:** (απόσταξη του εναγκαλισμού) η διαδικασία κατά την οποία δημιουργούμε μια πιο υψηλά εναγκαλισμένη κατάσταση από έναν αριθμό εναγκαλισμένων καταστάσεων χαμηλότερης ποιότητας.
- **Entanglement swapping:** η διαδικασία κατά την οποία πραγματοποιείται μια μέτρηση Bell σε έναν κόμβο των δύο qubit τα οποία είναι τα μισά διαφορετικών καταστάσεων Bell. Αυτή η μέτρηση Bell που πραγματοποιούμε μας επιτρέπει να δημιουργήσουμε έναν μεγαλύτερο σύνδεσμο μεταξύ γειτονικών κόμβων.

2.1.1 Entanglement purification/distillation

Οι καταστάσεις Bell που δημιουργούμε μεταξύ των δύο απομακρυσμένων κόμβων παρουσιάζουν ατέλειες. Ακόμη κι αν δημιουργούμε συνεχώς νέες καταστάσεις Bell για να αποφευχθούν οι απώλειες, προκύπτουν άλλου είδους προβλήματα. Τα υλικά qubits είναι γνωστό ότι παρουσιάζουν απώλειες στη φάση τους ακόμη κι εάν έχουν μεγάλη διάρκεια ζωής. Επίσης η προετοιμασία της κατάστασης και η ανίχνευση που κάνουμε μπορεί να μην είναι τέλεια (π.χ να μην γίνει ακριβής μέτρηση) και να μειώνει την πιστότητα (fidelity) του εναγκαλισμένου συνδέσμου. Όταν η πληροφορία χαθεί δεν είναι εύκολο να την επανακτήσουμε κι ούτε μπορούμε να την επαναλάβουμε. Όμως αντί να προσπαθούμε να παράγουμε μια γνωστή κατάσταση Bell, μπορούμε να αποστάξουμε μια κατάσταση Bell με υψηλότερη πιστότητα από πολλαπλά μη τέλεια αντίγραφα. Η διαδικασία αυτή είναι το purification ή αλλιώς η απόσταξη του εναγκαλισμού. Εάν προκύψει dephasing error με πιθανότητα $1-F$, όπου F η πιστότητα τότε η κατάσταση που θα έχω (εκφρασμένη ως μήτρα πυκνότητας) θα είναι η εξής:

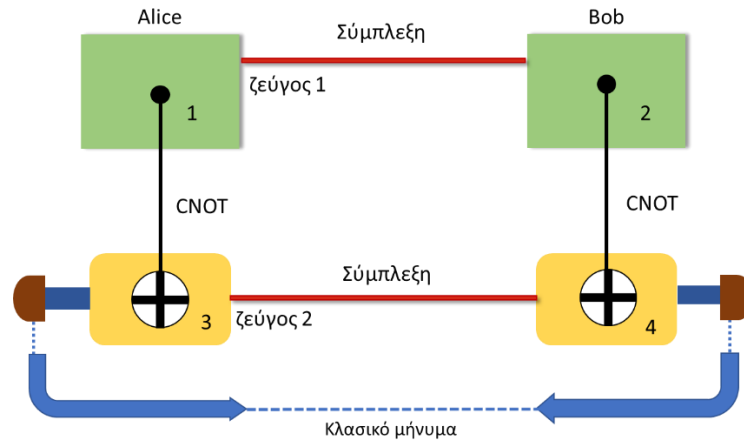
$$\rho = F|\Phi^+\rangle_m\langle\Phi^+| + (1 - F)|\Phi^-\rangle_m\langle\Phi^-|$$

Άλλοι τύποι σφαλμάτων που σχετίζονται με ατελείς τοπικούς χειρισμούς μειώνουν περαιτέρω αυτήν την πιστότητα, προκαλώντας σφάλματα που αντιστοιχούν σε τα άλλα

τρία στοιχεία των καταστάσεων Bell. Αυτό είναι πιθανό να οδηγήσει σε ένα μείγμα μιας κατάστασης Bell και της μέγιστης μικτής κατάστασης:

$$\rho_w = \frac{1 - F}{3} I_4 + \frac{4F - 1}{3} |\Phi^+\rangle_m \langle \Phi^+|$$

η οποία είναι γνωστή και ως κατάσταση Werner.



Εικόνα 14: Σχεδιάγραμμα της απόσταξης του εναγκαλισμού.

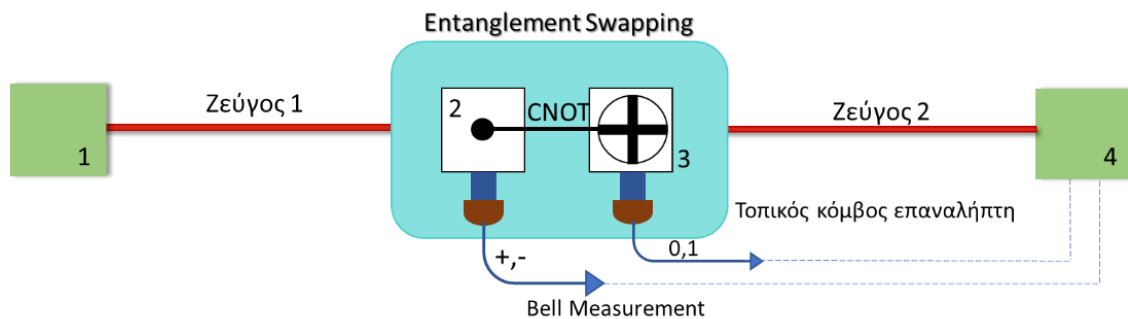
Χρειαζόμαστε 2 ζεύγη καταστάσεων Bell, που μοιράζονται μεταξύ των δύο κόμβων, ας υποθέσουμε στην Alice και τον Bob. Δεν είναι απαραίτητο να είναι πανομοιότυπα ζεύγη, αλλά εδώ υποθέτουμε πως είναι. Εφαρμόζουμε μια πύλη CNOT σε κάθε κόμβο, μεταξύ του qubit από το ένα ζεύγος Bell και του qubit από το δεύτερο ζεύγος Bell. Τα qubits από το δεύτερο ζεύγος Bell μετρώνται στη βάση $\{|g\rangle, |e\rangle\}$. Με τη δράση της πύλης CNOT έχει καταφέρει να συσχετίσει τις δύο καταστάσεις. Τα αποτελέσματα της μέτρησης μεταδίδονται μεταξύ των κόμβων μέσω ενός κλασικού καναλιού. Κρατάμε την κατάσταση που προκύπτει μόνο εάν τα αποτελέσματα της μέτρησης είναι ίδια (π.χ. g,g ή e,e). Τότε η απόσταξη είναι επιτυχής κι έχει δημιουργηθεί μια κατάσταση με υψηλότερη πιστότητα (fidelity) εφόσον η αρχική πιστότητα ήταν μεγαλύτερη από 50% και οι τοπικοί χειρισμοί ήταν ακριβείς. (πύλη CNOT και η μέτρηση). Εάν τα αποτελέσματα δεν είναι τα ίδια (π.χ. g,e ή e,g) τότε έχουμε αποτύχει και χρειάζεται να επαναληφθεί η διαδικασία με νέα εναγκαλισμένα ζεύγη. Μόνο μετά την κλασική επικοινωνία μπορεί να γνωρίζεις κανείς εάν η διαδικασία ήταν επιτυχής ή όχι.

Πρόκειται για μια απαιτητική διαδικασία, γιατί σε κάθε βήμα απαιτούμε να έχουμε δύο ταυτόσημες καταστάσεις οι οποίες είναι αποτέλεσμα από τον προηγούμενο γύρο της επιτυχούς απόσταξης και ο συνολικός αριθμός των αρχικών ζευγών Bell που χρειάζονται θα αυξάνεται εκθετικά με τον αριθμό των βημάτων της διαδικασίας. Οποιαδήποτε διαδικασία απόσταξης εναγκαλισμού είναι κανονικά πιθανοκρατική, πράγμα που σημαίνει

ότι υπάρχει πεπερασμένη πιθανότητα, η κατάσταση που παίρνουν η Alice και ο Bob, να είναι πιο εναγκαλισμένη από τα αρχικά αντίγραφα. Επίσης σε ρεαλιστικά συστήματα δεν έχουμε τέλειους τοπικούς χειρισμούς, δηλαδή πύλες CNOT και μετρήσεις. Εάν μια διαδικασία επιτρέπει να βελτιώσουμε σε μεγάλο βαθμό το fidelity, τότε αυτή θα επιτύχει με πολύ μικρή πιθανότητα. Αντίστροφα εάν εστιάσουμε σε μια διαδικασία η οποία επιτυγχάνει με υψηλή πιθανότητα κάθε φορά, το αντίστοιχο gain στο fidelity θα είναι πολύ μικρό.

2.1.2 Entanglement Swapping

Αφού έχει επιτευχθεί η απόσταση, πλέον χρειαζόμαστε ένα μηχανισμό ώστε να επεκτείνουμε την εμβέλεια του εναγκαλισμού. Αρχικά θα περιγράψουμε πώς θα γίνει αυτό μεταξύ δύο εναγκαλισμένων ζευγών και στη συνέχεια πώς μπορούμε να επεκτείνουμε την απόσταση και να συνδέσουμε δύο τελικούς κόμβους, όπου ενδιάμεσά τους παρεμβάλλονται N επιμέρους τμήματα.

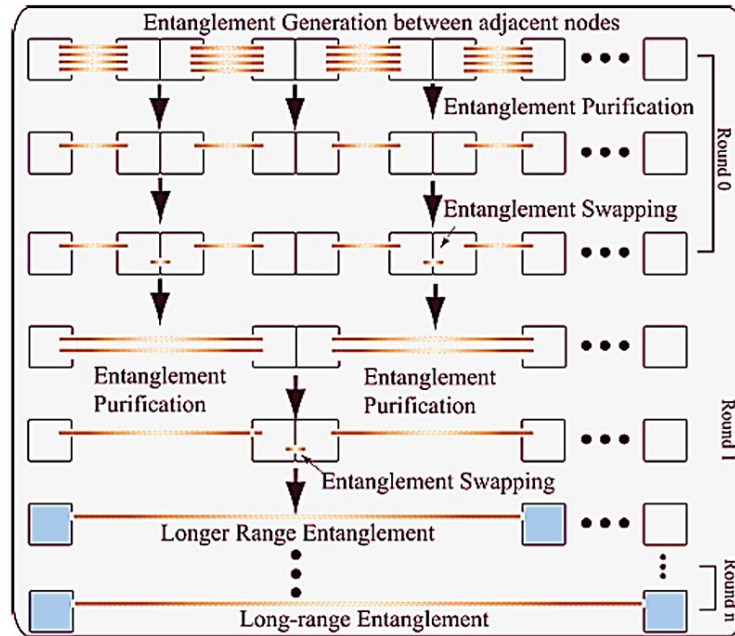


Εικόνα 15: Σχηματική απεικόνιση του entanglement swapping στο κατώτατο επίπεδο με τη χρήση μιας μέτρησης Bell. Μια πύλη CNOT δρά μεταξύ των qubits 2 και 3 κι ακολουθεί μια μέτρηση σε αυτά. Για το 2 στη βάση $\{|+\rangle, |-\rangle\}$ με $|\pm\rangle = (|0\rangle \pm |1\rangle)/\sqrt{2}$ και το 3 στη βάση $\{|0\rangle, |1\rangle\}$. Οι πληροφορίες από τη μέτρηση με σκοπό την διόρθωση στέλνονται στον Bob.

Εάν έχουμε δύο ζεύγη ιδανικών καταστάσεων Bell στη μορφή $|\Phi^+\rangle_{m_{12}} \otimes |\Phi^+\rangle_{m_{34}}$ όπου τα 1,2,3,4 υποδηλώνουν την τοποθεσία των qubits, πραγματοποιούμε με τη βοήθεια της πύλης CNOT μέτρηση μεταξύ των 2 και 3, προβάλλοντας τα 1 και 4 στην κατάσταση $|\Phi^+\rangle_{m_{14}}$ και ανάλογα με το αποτέλεσμα μετασχηματίζουμε με μια πύλη Pauli $\{I, Z, X, ZX\}$.

Το αποτέλεσμα της μέτρησης πρέπει να σταλεί είτε στο qubit 1 είτε στο qubit 4 (όχι και στα δύο μαζί) ώστε να εφαρμοστεί ο κατάλληλος μετασχηματισμός και αυτό το τελικό μήνυμα θα δείξει εάν η ανταλλαγή ήταν επιτυχής ή όχι.

Παρακάτω φαίνονται οι διαδικασίες του purification και του swapping για N φορές ώστε να επιτευχθεί εναγκαλισμός μεγάλης εμβέλειας.



Εικόνα 16: Επέκταση του *entanglement purification* και *swapping* για δημιουργία εναγκαλισμού μεγάλης εμβέλειας. Πηγή [24]

- Χωρίζουμε το δίκτυο σε έναν αριθμό επιμέρους τμημάτων και τοποθετούμε σταθμούς επαναληπτών σε αυτούς τους κόμβους.
- Τότε παράγονται πολλαπλά εναγκαλισμένα ζεύγη μεταξύ γειτονικών κόμβων.
- Στη συνέχεια γίνεται η απόσταση μεταξύ αυτών των συνδέσεων και εκτελείται το *swapping* προκειμένου να δημιουργηθεί μια σύνδεση διπλάσια σε απόσταση από την αρχική.
- Ξανά έχουμε απόσταση και τη δημιουργία εκ νέου *swapping* για δημιουργηθεί μια σύνδεση αυτή τη φορά τετραλάσια σε απόσταση από την αρχική.
- Αυτή η διαδικασία συνεχίζεται μέχρι να επιτευχθεί εναγκαλισμός μεταξύ των τελικών κόμβων (της Alice και του Bob).
- Εάν η απόσταση ή το *swapping* αποτύχει σε κάποιο βήμα πρέπει να ξεκινήσουμε ξανά από το round 0 όπως και στο σχήμα.

2.2 Κβαντικές επικοινωνίες

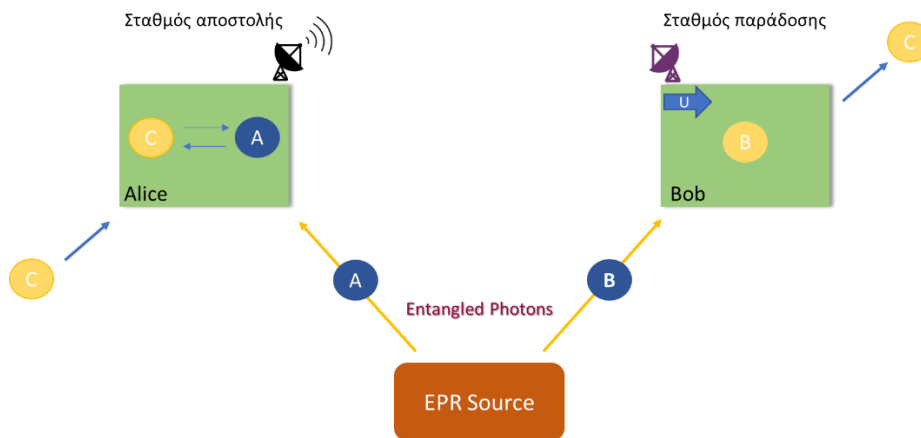
Όπως είναι γνωστό για να επιτευχθεί κλασική επικοινωνία είναι απαραίτητη η χρήση των bits για να μεταφερθεί η πληροφορία. Στις κβαντικές επικοινωνίες επειδή παίζουν ρόλο οι νόμοι της κβαντικής μηχανικής η επικοινωνία γίνεται με συγκεκριμένες διεργασίες όπως η Διανομή Κβαντικού Κλειδιού (QKD, Quantum Key Distribution) και της πυκνής κωδικοποίησης (superdense coding). [25] Τέτοιες εφαρμογές εκμεταλλεύονται την κβαντομηχανική μόνο για να μεταφέρουν κλασικά μηνύματα (bits). Ενώ το κβαντικό διαδίκτυο έχει ως στόχο την επέκταση και τον εμπλουτισμό των επικοινωνιών με τη μετάδοση κβαντικών μηνυμάτων (qubits).

- **QKD:** πρωτόκολλο κρυπτογραφίας που επιτρέπει σε δύο μέρη να παράγουν να παράγουν ένα κοινό τυχαίο μυστικό κλειδί βασιζόμενοι στις αρχές της κβαντικής μηχανικής, η οποία όμως παίζει ρόλο μόνο κατά τη δημιουργία του κλειδιού κρυπτογράφησης. Η πληροφορία μεταφέρεται εξ' ολοκλήρου κλασικά.
- **Πυκνή κωδικοποίηση:** πρωτόκολλο επικοινωνίας που επιτρέπει σε δύο μέρη να ενισχυθεί η μετάδοση της κλασικής πληροφορίας μέσω ενός κβαντικού καναλιού, π.χ. με την ανταλλαγή ενός qubit αντί για δύο bits κλασικής πληροφορίας.

Το κβαντικό διαδίκτυο βασίζεται στο διαμοιρασμό κβαντικών καταστάσεων μεταξύ απομακρυσμένων κόμβων. Ωστόσο, η κατάσταση των qubits δεν μπορεί να αντιγραφεί ούτε να μετρηθεί χωρίς να καταστραφεί, επομένως θα πρέπει να μεταδοθεί απευθείας σε έναν απομακρυσμένο κόμβο γεγονός που κρύβει τον κίνδυνο της εξασθένισης ή καταστροφής της πληροφορίας λόγω θορύβου. Φυσικά η ανάκτηση μέσω της μέτρησης ή της αντιγραφής του πρωτοτύπου είναι αδύνατες οπότε για να μεταδοθεί η πληροφορία πρέπει να βρούμε ένα διαφορετικό μονοπάτι και αυτό θα είναι η κβαντική τηλεμεταφορά.

- **Κβαντική Τηλεμεταφορά** [25]: Κατά την κβαντική τηλεμεταφορά μπορούμε να μεταφέρουμε την κατάσταση ενός qubit από μια τοποθεσία σε μια άλλη, θεωρητικά σε οποιαδήποτε απόσταση, χωρίς την μεταφορά του ίδιου του qubit και χωρίς την παραβίαση των κανόνων της κβαντομηχανικής, απλά με τοπικούς χειρισμούς και τη διαμεσολάβηση ενός ζεύγους εναγκαλισμένων φωτονίων. Με λίγα λόγια, απαιτεί τη δημιουργία και την διανομή ζεύγους EPR μεταξύ της πηγής και του προορισμού, ένα κλασικό κανάλι επικοινωνίας για την αποστολή των δύο κλασικών δυαδικών ψηφίων που προκύπτουν από τη μέτρηση.

Παρά την ονομασία της μετά τη διαδικασία της μέτρησης καταστρέφονται και το πρωτότυπο qubit αλλά και το μέλος του εναγκαλισμένου ζεύγους του αποστολέα. Έπειτα το αρχικό qubit «ανακατασκευάζεται» από τον παραλήπτη με τη χρήση των μετρήσεων που στέλνονται ως δύο κλασικά bits. Προκειμένου να τηλεμεταφερθεί η κατάσταση ενός δεύτερου qubit, πρέπει να δημιουργηθεί ένα νέο EPR ζεύγος κ.ο.κ.



Εικόνα 17: Σχεδιάγραμμα της Κβαντικής Τηλεμεταφοράς.

2.3 Σχεδιασμός Κβαντικού Δικτύου: Προκλήσεις και Ανοιχτά Προβλήματα

- **Αποσυμφωνία και Πιστότητα**

Τα qubits είναι πολύ εύθραυστα κι ευαίσθητα γι' αυτό και κάθε αλληλεπίδραση τους με το περιβάλλον τους τα οδηγεί σε κάποια ασυμφωνία, δηλαδή στην απώλεια της πληροφορίας από αυτό προς το περιβάλλον με την πάροδο του χρόνου.

Για την αντιμετώπιση αυτού θα μπορούσε να επιλεγεί η πλήρης απομόνωση των qubits από τους εξωτερικούς παράγοντες ώστε να διατηρηθεί επ' άπειρον η κβαντική του κατάσταση. Κάτι τέτοιο όμως θα δυσκόλευε τους χειρισμούς μας πάνω σε αυτό στην προσπάθεια επίτευξης επιτυχημένης υπολογιστικής και επικοινωνίας με read και write χειρισμούς.

Προκειμένου να ποσοτικοποιηθεί η αποσυμφωνία, χρησιμοποιούνται οι χρόνοι αποσυμφώνησης οι οποίοι και εξαρτώνται από την τεχνολογία που χρησιμοποιείται για την υλοποίηση των qubits, πχ για qubits σε υπεραγώγιμα κυκλώματα οι χρόνοι παρουσιάζουν τάξεις μεγέθους 10-100 μs. [26]

Φυσικά η αποσυμφωνία δεν είναι η μόνη πηγή σφαλμάτων, καθώς αυτά συμβαίνουν με κάθε χειρισμό που κάνουμε σε μια κβαντική κατάσταση λόγω ατελειών και τυχαίων διακυμάνσεων (fluctuations). Το μέγεθος που χαρακτηρίζει την ποιότητα των κβαντικών καταστάσεων και παίρνει τιμές από 0 έως 1 ονομάζεται πιστότητα, πχ στην τηλεμεταφορά οι χειρισμοί στα qubits επηρεάζουν την πιστότητα της μεταδιδόμενης κατάστασης.

Για την αντιμετώπιση αυτών των προβλημάτων είναι απαραίτητη η υιοθέτηση τεχνικών διόρθωσης, διαφορετικών από τις κλασικές μεθόδους μιας και το θεώρημα της μη αντιγραφής το απαγορεύει.

- **Διανομή του Εναγκαλισμού**

Ο εναγκαλισμός είναι η βασική και απαραίτητη ιδιότητα που εκμεταλλευόμαστε προκειμένου να διαμοιραστεί η κβαντική πληροφορία σε ένα κβαντικό διαδίκτυο. Κι αυτό με τη σειρά του όμως αποτελεί πρόβλημα γιατί όσο αυξάνεται η απόσταση διαμοιρασμού, τόσο ο εναγκαλισμός φθίνει. Μια πρόταση για να ξεπεραστεί αυτό το πρόβλημα είναι η χρήση κβαντικών επαναληπτών. Στην πράξη αυτό που συμβαίνει με τους επαναλήπτες είναι να χωριστεί η απόσταση μεταξύ δύο τελικών κόμβων σε επιμέρους τμήματα, δημιουργώντας εναγκαλισμό μεταξύ τους και συνδέοντάς τα έτσι ώστε να δημιουργηθεί ο απαιτούμενος μεγάλης εμβέλειας εναγκαλισμός.

Επειδή κατά τη διαδικασία διανομής/δημιουργίας προκύπτουν φαινόμενα αποσυμφωνίας, με τη διαδικασία της απόσταξης του εναγκαλισμού μπορούν να μετριάστουν. Αυτό γίνεται γιατί πχ από δύο ζεύγη εναγκαλισμένων φωτονίων με την απόσταξη παίρνουμε ένα ζεύγος με υψηλότερο ποσοστό εναγκαλισμού.

Ακόμη εξαιτίας του θεωρήματος της μη κλωνοποίησης αποτρέπεται η μετάδοση της πληροφορίας σε περισσότερους από έναν παραλήπτες. Γι' αυτό κι ένα κβαντικό δίκτυο θα πρέπει να σχεδιαστεί έτσι ώστε να επιτρέπει τη σύνδεση αρκετών κβαντικών συσκευών σε ένα κβαντικό κανάλι (πχ μια ίνα). Για παράδειγμα η πρόσβαση στο μέσο θα μπορούσε να βασίζεται στη διαίρεση των συχνοτήτων των φωτονίων για τη διανομή του εναγκαλισμού.

Τέλος κάθε φορά που πραγματοποιείται η τηλεμεταφορά ένας εναγκαλισμός καταστρέφεται λόγω των μετρήσεων που πρέπει να γίνουν. Άρα για κάθε qubit που θα τηλεμεταφέρεται πρέπει να δημιουργείται ένα νέο εναγκαλισμένο ζεύγος και να διανέμεται μεταξύ της πηγής και του προορισμού της πληροφορίας. Επομένως είναι κάτι που πρέπει να μελετηθεί κατά το σχεδιασμό του κβαντικού δικτύου γιατί δεν υπάρχει ανάλογο στα κλασικά δίκτυα.

- **Qubits**

Μια ακόμη πρόκληση στην υλοποίηση του κβαντικού διαδικτύου είναι η επιλογή των φορέων του εναγκαλισμού. Μια πρόταση είναι η χρήση φωτονίων καθώς δεν έχουν πολύ μεγάλη αλληλεπίδραση με το περιβάλλον τους, άρα θα παρουσιάζουν μειωμένη αποσυμφωνία, εύκολο χειρισμό με συνήθη οπτικό εξοπλισμό όπως και μετάδοση με υψηλή ταχύτητα και χαμηλές απώλειες.

Οι φορείς αυτοί που αναφέραμε ονομάζονται αλλιώς flying qubits γιατί είναι αυτοί που θα μεταφέρουν την πληροφορία από την κβαντική συσκευή μέσω του δικτύου, από τον αποστολέα στον παραλήπτη. Γι' αυτό και τα flying qubits είναι απαραίτητο να μπορούν να

σταλούν σε μεγάλες αποστάσεις ενώ διατηρούν άθικτη την κωδικοποιημένη κβαντική πληροφορία τους.

Πρέπει ακόμη να είναι λειτουργικά σε μακροσκοπική κλίμακα θερμοκρασίας (πχ σε θερμοκρασία δωματίου) και να εκτελούν μόνο μια λειτουργία αξιόπιστα, να μετατρέπονται δηλαδή σε στάσιμα qubits (stationery / matter qubits).

Τα στάσιμα qubits είναι απαραίτητο να μπορούν να αποθηκεύουν αξιόπιστα την κβαντική πληροφορία σε κλίμακα χρόνου ανάλογη του ms, να εκτελούν υπολογισμούς, να μπορούν να μετρηθούν/διαβαστούν αξιόπιστα και να είναι μέγιστα εναγκαλισμένα.

Στις μέρες μας υπάρχουν διάφορες τεχνολογίες για τη δημιουργία στάσιμων qubits (κβαντικές τελείες, παγίδες ιόντων κλπ) η καθεμιά με τα θετικά και τα αρνητικά της. [27]

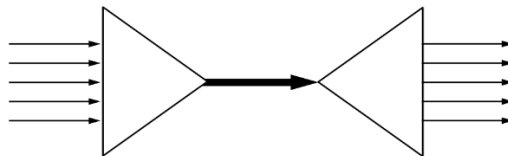
Τέλος όσο αφορά την διάδοση της πληροφορίας είναι σημαντικό να υπάρχει κατάλληλη συμβατότητα των flying qubits με τα κανάλια στα οποία διαδίδονται, μιας και υπάρχουν κανάλια μετάδοσης ελεύθερου χώρου (free-space) είτε επίγεια, είτε δορυφορικά, καθώς και κανάλια οπτικών ινών.

Κεφάλαιο 3: Θεωρητική διάταξη πολυπλεξίας μήκους κύματος broadband πηγής εναγκαλισμένων φωτονίων στην πόλωση

Σε αυτό το κεφάλαιο της εργασίας αρχικά παρουσιάζονται δύο πολύ σημαντικές έννοιες-εργαλεία που χρησιμοποιούμε στους υπολογισμούς που ακολουθούν. Πρόκειται για την πολυπλεξία μήκους κύματος, μια τεχνολογία την οποία χρησιμοποιούμε στο θεωρητικό μας μοντέλο για τον διαμοιρασμό του εναγκαλισμού στους διάφορους χρήστες. Ακόμη το επόμενο στοιχείο είναι ο επιλεκτικός μεταγωγέας μήκους κύματος και θα παίξει τον ρόλο του αποπολυπλέκτη ώστε να διαχωρίσει την πληροφορία ανάλογα με το μήκος κύματος που τη χαρακτηρίζει, στους διάφορους παραλήπτες αυτής. Στο τέλος όλων φαίνονται τα αποτελέσματα των υπολογισμών στο Mathematica, με τη μορφή γραφικών παραστάσεων της fidelity ως μέτρο σύγκρισης της ποιότητας των πληροφοριών που μεταδίδονται.

3.1 Πολυπλεξία μήκους κύματος (Wavelength Division Multiplexing)

Η πολυπλεξία μήκους κύματος (Wavelength Division Multiplexing) είναι μια τεχνολογία μετάδοσης πληροφοριών μέσω οπτικών ινών, η οποία επιτρέπει την ταυτόχρονη μετάδοση των δεδομένων σε διαφορετικά μήκη κύματος στο ίδιο οπτικό μέσο.



Στα τέλη της δεκαετίας του '80 ξεκίνησε ο σχεδιασμός συστημάτων που μεταδίδουν ταυτόχρονα πολλά μήκη κύματος φωτός σε μία μόνο ίνα. Η αρχή έγινε με τη μετάδοση δύο μηκών κύματος με μεγάλη φασματική απόσταση, ένα στα 1310 nm κι ένα στα 1550 nm. Η δεύτερη γενιά των WDM ήταν στη δεκαετία του '90 καθώς επιτεύχθηκε η πολυπλεξία 8 καναλιών στη φασματική περιοχή των 1550 nm με φασματική απόδοση (spectral efficiency) μεγαλύτερη από 400 GHz.

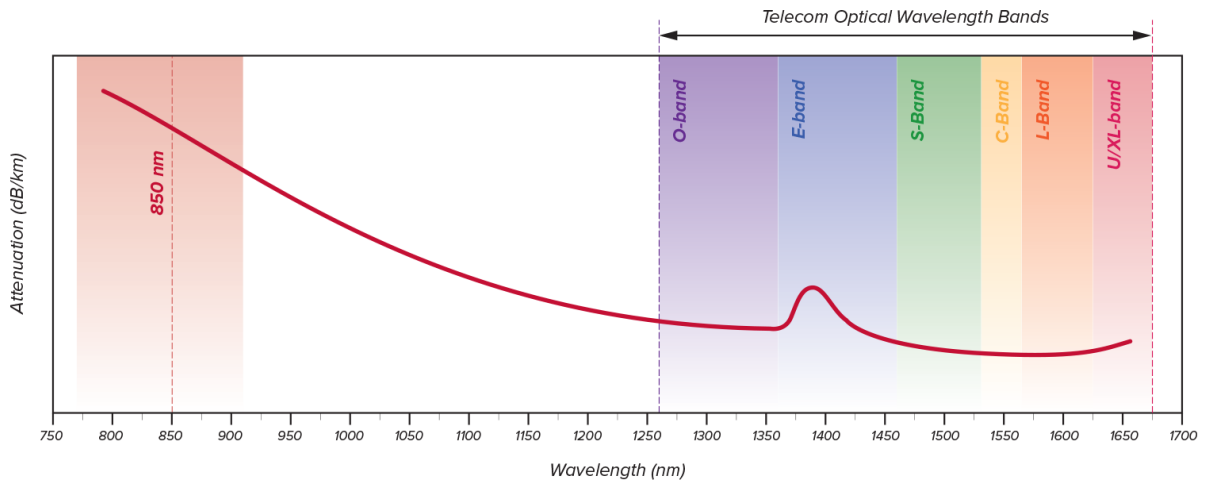
Σήμερα υπάρχουν δύο τύποι πολυπλεκτών:

- **Coarse WDM (CWDM):** Πρόκειται για ένα σταθερό πλέγμα 16 καναλιών μεταξύ 1270 nm και 1610 nm, με 20 nm κενό μεταξύ γειτονικών καναλιών (~2500 GHz ανά κανάλι). Χρησιμοποιείται για τηλεπικοινωνίες μικρού εύρους αποστάσεων. Το μεγάλο κενό μεταξύ των γειτονικών καναλιών επιτρέπει την χρήση πιο οικονομικού εξοπλισμού (πχ χαμηλού κόστους laser) και αφήνει χώρο για τυχόν μετατόπιση του μήκους κύματος από τη θέρμανση και την ψύξη των laser κατά τη λειτουργία τους. Πρόκειται για μια συμπαγή και οικονομικά αποδοτική επιλογή όταν όμως η φασματική απόδοση δεν αποτελεί σημαντική απαίτηση. Ακόμη μεγάλο μέρος του συνολικού εύρους ζώνης το συστήματος δεν αξιοποιείται (ένα τυπικό οπτικό κανάλι είναι μεταξύ 1-100 GHz).
- **Dense WDM (DWDM):** Πρόκειται για σταθερό πλέγμα με περισσότερα από 80 κανάλια μεταξύ 1530 nm και 1565 nm. Το κενό μεταξύ γειτονικών καναλιών είναι ίσο με 0.8 nm (100 GHz πλέγμα) ή 0.4 nm (50 GHz πλέγμα), έτσι τα πιο στενά όρια μεταξύ των μηκών κύματος επιτρέπουν να χωράνε περισσότερα κανάλια σε μια μονή ίνα, σε αντίθεση με το CWDM που έχει κενό 20 nm (2500 GHz) ανά κανάλι. Το βασικό του πλεονέκτημα είναι η πυκνή ομαδοποίηση των καναλιών κι έτσι έχουμε αποδοτικότερη χρήση του διαθέσιμου φάσματος. Χρησιμοποιείται για μακρινές αποστάσεις και δίκτυα κορμού (σε μερικές περιπτώσεις και σε μητροπολιτικά δίκτυα), όπου χρειάζεται υψηλή επίδοση γι' αυτό και χρησιμοποιούνται ακριβοί (αλλά λιγότεροι) πομποδέκτες.

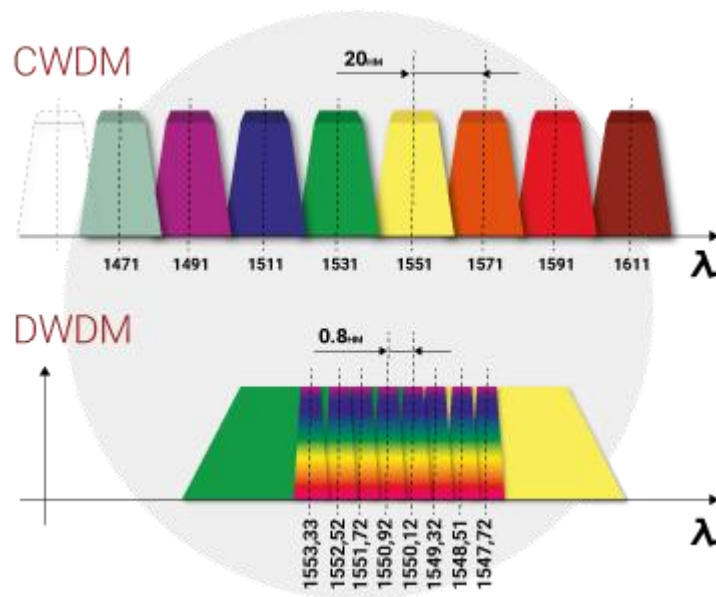
Με βάση την εξασθένηση της ίνας σαν συνάρτηση του μήκους κύματος, έχουν προσδιορισθεί συγκεκριμένα παράθυρα μετάδοσης. Το «C παράθυρο», όπου η ίνα έχει και την μικρότερη εξασθένηση, ταιριάζει καλύτερα στην τεχνολογία DWDM.

Για τα συστήματα DWDM έχουν οριστεί τρεις οπτικές ζώνες (bands):

- **Short Band (S-Band):** 1460 έως 1530 nm
- **Conventional Band (C-Band):** 1530 έως 1565 nm (χρησιμοποιείται κυρίως σήμερα)
- **Long Band (L-Band):** 1565 έως 1625 nm



Εικόνα 18: Telecom Optical Wavelength Bands.

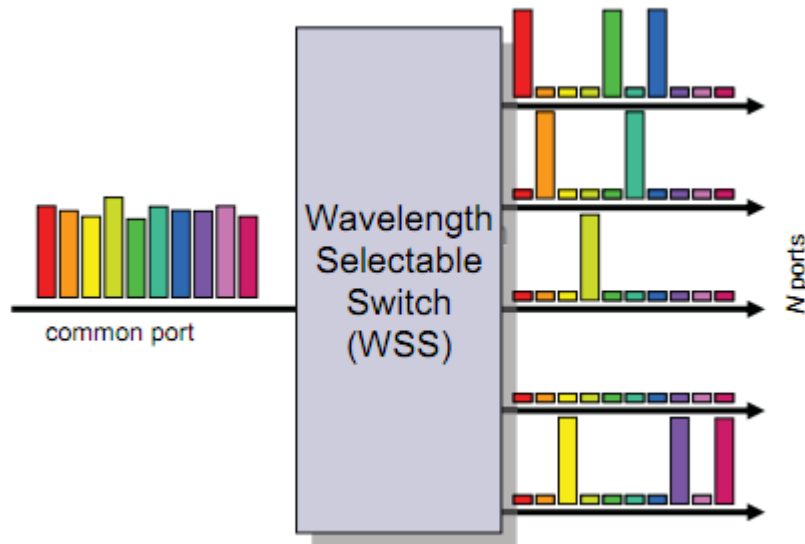


Εικόνα 19: Διαφορά μεταξύ CWDM και DWDM (πηγή www.prooptix.com)

Η τεχνολογία WDM ωρίμασε μαζί με την εισαγωγή και ωρίμανση πολλών άλλων συμπληρωματικών τεχνολογιών (laser, EDFA, AWG, OADM, ROADM, coherent technology) και κατάφερε να επιτύχει τεράστια αύξηση στην χωρητικότητα αλλά και στην απόσταση μετάδοσης. [28] Τα σύγχρονα συστήματα WDM βασίζονται σε οπτικούς συνδέσμους με spans μεταξύ των κόμβων: ~70-100 km SMF ίνας, ενισχυτές (EDFAs) και τμήματα ίνας DCFs. Η συνολική απόσταση μετάδοσης μπορεί να φτάσει αρκετές χιλιάδες χιλιόμετρα (χωρίς O-E-O μετατροπή).

3.2 Επιλεκτικός μεταγωγέας μήκους κύματος (Wavelength Selective Switch)

Ο επιλεκτικός μεταγωγέας μήκους κύματος (wavelength selective switch WSS) είναι το δομικό στοιχείο των σύγχρονων οπτικών κόμβων OXC και χρησιμοποιείται και προς τις 2 κατευθύνσεις για να εκτελέσει πολυπλεξία ή αποπολυπλεξία. Έχει συνολικά $(1+N)$ θύρες, η 1 ονομάζεται και «κοινή» θύρα κι επιλέγει ποια μήκη κύματος θα προστεθούν/ εξαχθούν σε ποιες εξόδους.

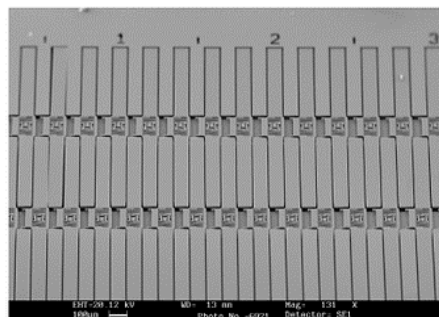


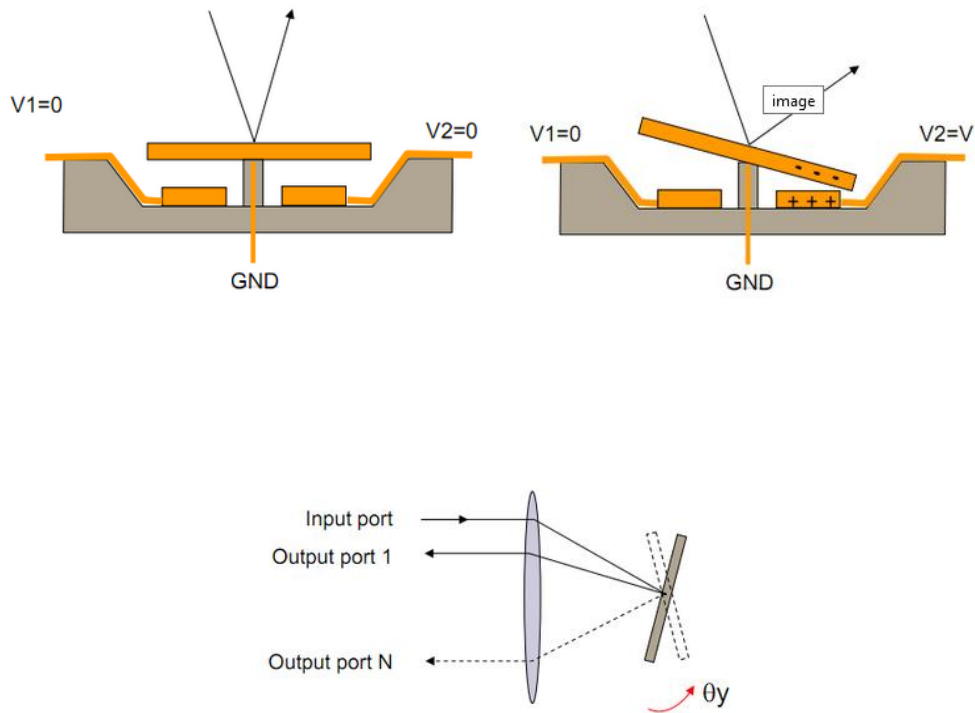
Εικόνα 20: Wavelength Selective Switch. Πηγή [30]

Έχουμε τα εξής είδη:

- **Micromechanical Mirrors Arrays (MEMS)**

Πρόκειται για μια διάταξη με μικροκαθρέπτες (micromirror) που κατασκευάζεται σε πυρίτιο, σε επίπεδο wafer με λιθογραφικές διαδικασίες όπως στη βιομηχανία των ημιαγωγών.



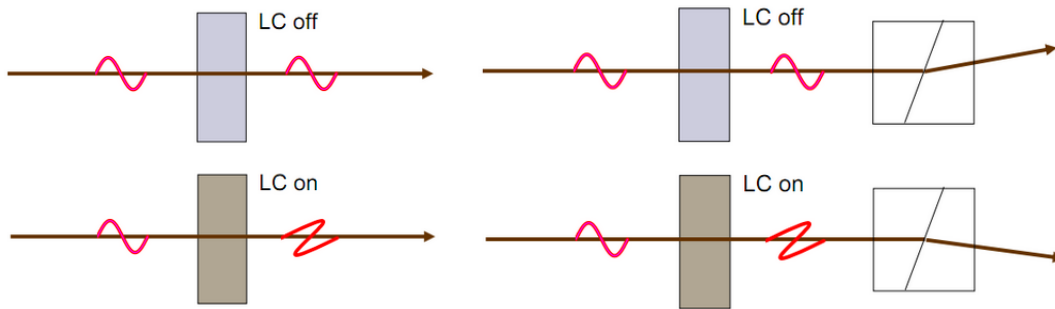


Εικόνα 21: Διάταξη με μικροκαθρέπτες (micromirrors). Πηγή [30]

Όταν εφαρμόζεται τάση στο ηλεκτρόδιο προκαλείται μια κλίση εξαιτίας της ηλεκτροστατικής έλξης. Λόγω αυτής της κλίσης η δέσμη θα αλλάξει πορεία. Στη συνέχεια διέρχεται από έναν φακό και αυτή η ελαφριά κλίση αντιστοιχεί σε μετατόπιση της δέσμης σε μια διάταξη ινών εισόδου/εξόδου. Το πλεονέκτημα αυτής της τεχνολογίας είναι ότι η μετατόπιση κάθετα στη διεύθυνση διασποράς του μήκους κύματος δίνει εξασθένιση χωρίς αλλαγή στο σχήμα του καναλιού.

- **Binary Liquid Crystal**

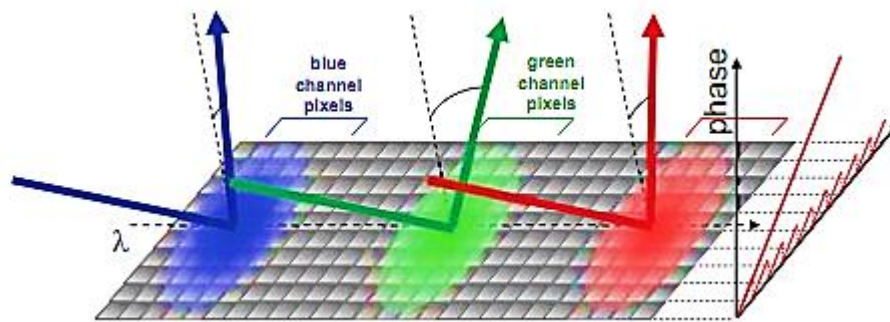
Η χρήση υγρών κρυστάλλων για μεταγωγή έχει το πλεονέκτημα του χαμηλότερου κόστους αλλά και της αποφυγής του μικρού μεγέθους όπως στα MEMS και πιθανόν κάποιους από τους περιορισμούς των σταθερών καναλιών που έχουν. Όσον αφορά την αρχή λειτουργίας τους το κελί υγρού κρυστάλλου μπορεί να ελέγχει επιλεκτικά την κατάσταση πόλωσης του μεταδιδόμενου φωτός με την εφαρμογή μιας τάσης ελέγχου. Προκειμένου να ολοκληρωθεί η διαδικασία πρέπει να ακολουθεί ένα οπτικό στοιχείο εξαρτώμενο από την πόλωση όπως έναν PBS ώστε μετά την αλλαγή της πόλωσης να αλλάξει και η διαδρομή του μεταδιδόμενου φωτός.



Εικόνα 22: Επιλεκτικός έλεγχος της κατάστασης πόλωσης του φωτός από κελιά υγρών κρυστάλλων. Πηγή [30]

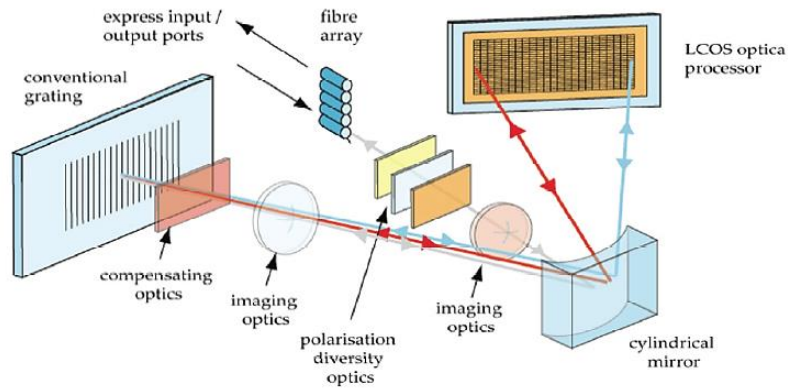
- **Liquid Crystal on Silicon (LCoS)**

Πρόκειται για μια τεχνολογία οθόνης η οποία συνδυάζει υγρούς κρυστάλλους και τεχνολογίες ημιαγωγών. Αποτελεί έναν ιδιαίτερα ελκυστικό μηχανισμό λόγω της σχεδόν συνεχούς δυνατότητας διεύθυνσης. Συγκεκριμένα, οι ζώνες μήκους κύματος που αλλάζουν μεταξύ τους (κανάλια) δεν χρειάζεται να έχουν προδιαμορφωθεί στο οπτικό υλικό, αλλά μπορούν να προγραμματιστούν στον διακόπτη μέσω του λογισμικού ελέγχου.



Ένας «διακόπτης» βασισμένος σε LCoS χρησιμοποιεί μια σειρά εικονοστοιχείων ελεγχόμενης φάσης για να υλοποιήσει το σύστημα διεύθυνσης της δέσμης δημιουργώντας μια γραμμική οπτική καθυστέρηση φάσης προς την κατεύθυνση της προβλεπόμενης εκτροπής.

Κατά τη λειτουργία το φως περνάει μέσα από μια συστοιχία ινών και στη συνέχεια μέσα από διάφορα οπτικά που προσαρμόζουν την πόλωσή του, δηλαδή διαχωρίζουν και ευθυγραμμίζουν τις καταστάσεις ορθογώνιας πόλωσης ώστε να έχουν υψηλή απόδοση όταν θα προσπέσουν στο φράγμα περίθλασης. Μετά την γωνιακή διασπορά στο φράγμα περίθλασης το φως ανακλάται στον κυλινδρικό καθρέφτη που κατευθύνει κάθε οπτική συχνότητα (μήκος κύματος) σε διαφορετικό τμήμα του LCoS. Στην 2D διάταξη κάθε pixel προκαλεί μια καθυστέρηση φάσης από 0 έως 2π , το φως ανακλάται πάλι στον κυλινδρικό καθρέφτη και κατευθύνεται προς την επιθυμητή ίνα εξόδου.



Εικόνα 23: Σχηματική Διάταξη LCoS WSS. Πηγή [30]

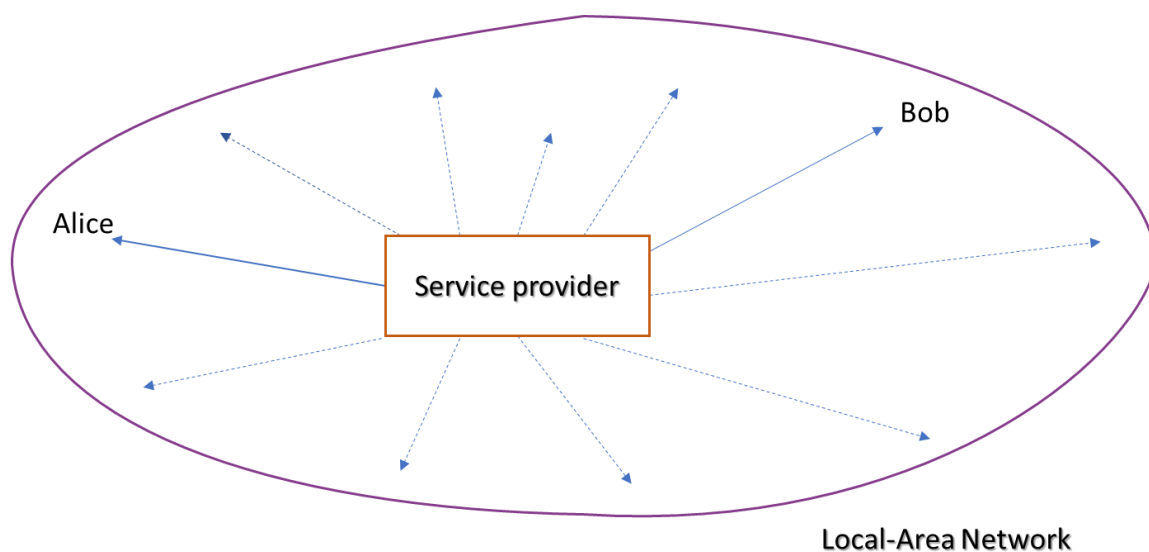
Optical transfer function bandwidth (OTF Bandwidth)

- Θεωρούμε ότι είναι σταθερό για το εύρος συχνοτήτων της συσκευής.
- Είναι βαθμωτό μέγεθος.
- Αντιπροσωπεύει το πώς είναι εστιασμένη η δέσμη - μικρότερο OTF bandwidth σημαίνει ότι το spot size είναι μικρότερο.
- Όσο αυτό μικραίνει τόσο πιο πολύ στο ορθογώνιο τείνει το σχήμα του φίλτρου στη γραφική του απεικόνιση.

3.3 Υπολογισμός Πιστότητας

Στο υπολογιστικό κομμάτι της εργασίας θα ακολουθήσει ένα θεωρητικό μοντέλο παραγωγής εναγκαλισμένων ζευγών φωτονίων, τα οποία θα διαμοιραστούν στους διαφορετικούς παραλήπτες στη περιοχή του παρόχου με τη βοήθεια ενός LCoS οπτικού μεταγωγέα WSS. Ο μεταγωγέας θα διανείμει την πληροφορία στους διάφορους χρήστες με βάση το μήκος κύματος. Η μελέτη αυτή βασίστηκε στην εργασία των Lim et al. [31] και η ουσιαστική προσθήκη ήταν ο μεταγωγέας WSS ως πρότασή μας για τη διανομή του εναγκαλισμού.

3.3.1 Τοπικό δίκτυο διανομής του εναγκαλισμού



Εικόνα 24: Η ιδέα ενός τοπικού δικτύου διανομής εναγκαλισμού. Ο διανομέας του εναγκαλισμού παίζει το ρόλο του πάροχου υπηρεσιών, διανέμει των εναγκαλισμό στους διάφορους χρήστες του δικτύου μέσω οπτικών ινών.

Στην παραπάνω εικόνα φαίνεται η ιδέα ενός τοπικού δικτύου διανομής εναγκαλισμού, όπου ένας διανομέας εναγκαλισμού παίζει το ρόλο του παρόχου υπηρεσιών και τον διανέμει μέσω οπτικών ινών σε χρήστες οι οποίοι είναι διασκορπισμένοι στο τοπικό δίκτυο. Οι χρήστες δεν είναι ανάγκη να μοιράζονται τον εναγκαλισμό κάθε χρονική στιγμή αλλά μόνο όταν για παράδειγμα δύο από αυτούς επιθυμούν κβαντική κρυπτογραφία ή να στείλουν πληροφορίες μέσω της κβαντικής τηλεμεταφοράς. Αυτό σημαίνει ότι ο πάροχος χρειάζεται έναν μικρό αριθμό πηγών παρά τον μεγάλο αριθμό χρηστών που υπάρχουν μέσα στο δίκτυο. Μάλιστα τα εναγκαλισμένα φωτόνια θα παρέχονται στους χρήστες από τον πάροχο και αυτό που θα πρέπει να έχουν οι χρήστες είναι ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων οπότε με αυτόν τον τρόπο μειώνεται το συνολικό κόστος του συστήματος.

Ακόμη όπως φαίνεται και από το σχήμα οι αποστάσεις μεταξύ των χρηστών και του παρόχου δεν είναι όλες ίδιες γι' αυτό και τα φωτόνια που ταξιδεύουν μέσω των ινών δεν αντιμετωπίζουν τις ίδιες απώλειες. Μάλιστα κάθε χρήστης μπορεί να χρησιμοποιεί διαφορετικού τύπου ανιχνευτή. Αυτοί είναι δύο λόγοι για τους οποίους θα περίμενε κανείς διαφορετικό visibility μετά την διανομή και κατ'επέκταση διαφορετικό fidelity. Έτσι ένα θεωρητικό μοντέλο που θα επιτρέψει να υπολογίζεται το visibility συναρτήσει του ρυθμού παραγωγής ζευγών φωτονίων δίνει την δυνατότητα στον πάροχο να προσδιορίσει γρήγορα τον βέλτιστο ρυθμό παραγωγής ζευγών φωτονίων. Καθώς ο ρυθμός αυτός εξαρτάται μόνο από την ισχύ της pump δέσμης πρόκειται για μια παράμετρο η οποία προσαρμόζεται από τον πάροχο, συγκριτικά με άλλες παραμέτρους που είναι εκτός του ελέγχου του. Τέλος συμπεραίνουμε ότι ενώ η διανομή του εναγκαλισμού σε πολύ μεγάλες αποστάσεις αποτελεί ακόμη κάτι δύσκολο να πραγματοποιηθεί καθώς δεν έχουν αναπτυχθεί ακόμη οι κβαντικοί επαναλήπτες, τοπικά δίκτυα οπτικών ινών που καλύπτουν απόσταση έως και 100 χιλιόμετρα αποτελούν μια υλοποιήσιμη ιδέα για το κοντινό μέλλον.

3.3.2 Θεωρητική διάταξη

Καθώς τα παραγόμενα φωτόνια διαδίδονται κατά μήκος των οπτικών ινών υφίστανται απορρόφηση και σκέδαση από το υλικό, πολλά μάλιστα χάνονται κατά τη μετάδοση οπότε θα περίμενε κανείς χαμηλό αριθμό φωτονίων να καταφθάνουν στον προορισμό τους σε ένα κβαντικό δίκτυο. Για τυπικές απώλειες ινών 0.2dB/km μόνο το 1% των μεταδιδόμενων φωτονίων θα επιβίωνε μετά από 100km. Ένας τρόπος για την βελτίωση της μετάδοσης είναι η εκμετάλλευση όλου του διαθέσιμου οπτικού εύρους ζώνης, που μπορεί να επιτευχθεί με τη μέθοδο της πολυπλεξίας μήκους κύματος (WDM).

Σε αρχικά πειράματα διανομής του εναγκαλισμού μέσω οπτικών ινών τα σύμπλεκτα φωτόνια φιλτράρονταν με φίλτρα στενής ζώνης πριν τη μετάδοση προκειμένου να απορριφθούν ο θόρυβος και η χρωματική διασπορά λόγω της ίνας αλλά αυτό είχε σαν αποτέλεσμα την αξιοποίηση μόνο ενός τμήματος και όχι ολόκληρου του εύρους ζώνης που διατίθεται. Η πολυπλεξία αποτελεί έναν πολύ ελκυστικό τρόπο ώστε φυσικά να αυξηθεί ο βαθμός της διανομής του εναγκαλισμού.

❖ Χαρακτηριστικά της πηγής

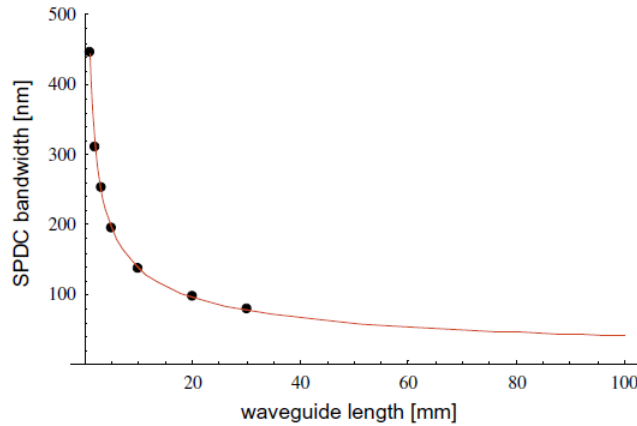
Αρχικά το laser που έχουμε υποθέσει είναι ένα παλμικό Ti:Sapphire femtosecond laser (Ti:Al₂O₃ laser) που λειτουργεί στην κεντρική συχνότητα των 776nm. Αυτά τα laser χρησιμοποιούνται στην επιστημονική έρευνα λόγω της συντονιστικότητάς τους και της ικανότητάς τους να παράγουν παλμούς σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα.

Στο μοντέλο που περιγράφεται παρακάτω επιλέγουμε για την πολυπλεξία εναγκαλισμένα ζεύγη στην πόλωση γιατί είναι ευκολότερος ο χειρισμός τους σε ένα μεγάλο εύρος ζώνης, με τη χρήση διαχωριστών δέσμης και wave-plates. Και για τη δημιουργία αυτών των ζευγών χρησιμοποιούμε για τους υπολογισμούς έναν type-0 QPM PPLN κυματοδηγό

μήκους 1mm ντοπαρισμένο με 5 mol.% MgO με μήκος κύματος εκφυλισμού στα 1500nm, ο οποίος καλύπτει ολόκληρη την ζώνη τηλεπικοινωνιών (1.2 – 1.6 μm).

Ο κυματοδηγός έχει υψηλή d_{33} μη γραμμικότητα και μικρή απόκλιση μεταξύ των παραγόμενων signal και idler. Όταν η εναρμόνιση φάσης είναι τύπου 0 αυτό σημαίνει ότι όλα τα φωτόνια συμπεριλαμβανομένου και του pump είναι πολωμένα στην ίδια έκτακτη (extraordinary) κατεύθυνση. Επομένως προκειμένου να δημιουργηθούν εναγκαλισμένα ζεύγη φωτονίων πρέπει να συνδυαστούν δύο ορθογώνια πολωμένες SPDC διαδικασίες, γι' αυτό το λόγο και χρησιμοποιούμε έναν διαχωριστή δέσμης στην πόλωση, οι δύο δέσμες θα περάσουν από τον PPLN κυματοδηγό, θα επιτευχθεί η υπομετατροπή και προς τις δύο κατευθύνσεις και στη συνέχεια οι δύο διαδικασίες θα συνδυαστούν στην έξοδο του PBS χωρίς να μπορούμε να τις διακρίνουμε, η έξοδος λοιπόν θα είναι μια κατάσταση υπέρθεσης. μια μέγιστα εναγκαλισμένη κατάσταση η οποία περιγράφεται ως:

$$|\Phi^+\rangle_{s,i} = |H\rangle_s |H\rangle_i + |V\rangle_s |V\rangle_i$$



Εικόνα 25: Εύρος ζώνης (FWHM) για SPDC διαδικασία του τύπου 0 QPM PPLN κυματοδηγού για διάφορα μήκη του κυματοδηγού. Για μήκος 1mm μπορούν να παραχθούν ζεύγη φωτονίων για εύρος ζώνης πάνω από 100nm, δηλαδή έχουμε μια broadband πηγή.

Για τον PPLN κυματοδηγό που χρησιμοποιούμε με περίοδο πόλωσης Λ η συνθήκη για την εναρμόνιση φάσης [32] εκφράζεται ως

$$\Delta k \equiv k(\omega_p) - k(\omega_s) - k(\omega_i) - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0$$

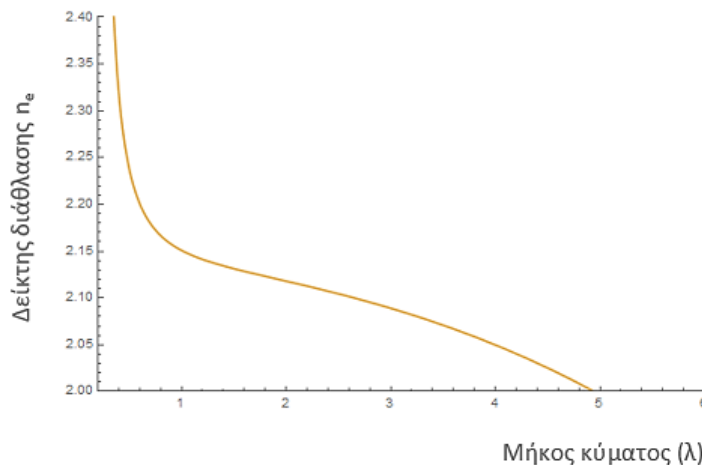
Όπου το Δk ονομάζεται αναντιστοιχία φάσης και το $k(\omega_j)$ είναι ο κυματάριθμος για γωνιακή συχνότητα ω_j . Από τη συνθήκη αυτή θα υπολογίσουμε τη βέλτιστη περίοδο πόλωσης και μέσω της

$$\Lambda = \frac{\lambda_p}{n_e(\lambda_p) - n_e(2\lambda_p)}$$

όπου το $n_e(\lambda_j)$ είναι ο έκτακτος (extraordinary) δείκτης διάθλασης για μήκος κύματος λ , συγκεκριμένα για του rump . Στον παρακάτω πίνακα φαίνονται οι τιμές που χρησιμοποιήσαμε για να βρούμε τον δείκτη διάθλασης με τη χρήση των συντελεστών Sellmeier [33] και καταλήξαμε ότι η περίοδος πόλωσης του υλικού είναι $\Lambda = 19.612$. Η εύρεση της περιόδου πόλωσης είναι πολύ σημαντική για την ικανοποίηση της συνθήκης phase- matching.

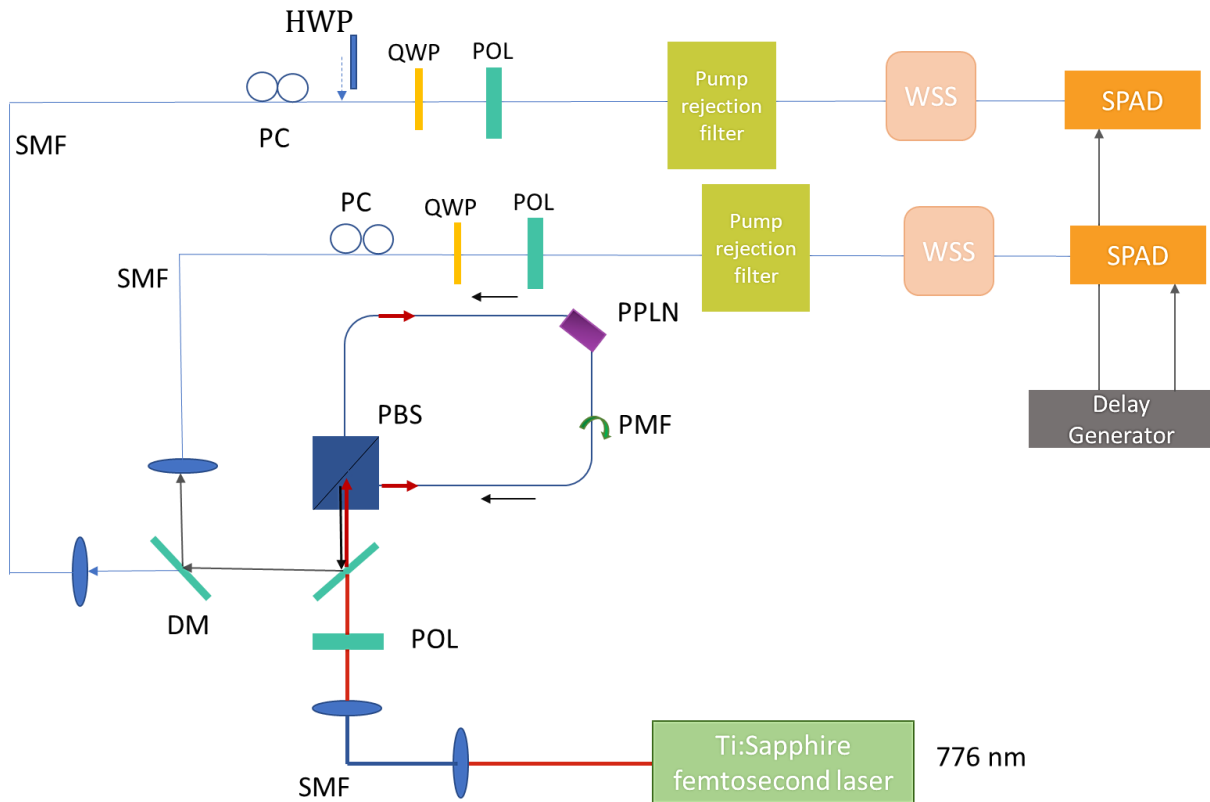
Sellmeier Coefficients for Congruently Grown LiNbO3 Doped with 5-mol. % MgO

Coefficient	n_o	n_e
A	2.4272	2.2454
B	0.01478	0.01242
C	1.4617	1.3005
D	0.05612	0.05313
E	9.6536	6.8972
F	371.216	331.33



Εικόνα 26: Γραφική παράσταση του δείκτη διάθλασης συναρτήσει του μήκους κύματος για τον PPLN κυματοδηγό.

❖ Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης



Εικόνα 27: Σχηματική αναπαράσταση της θεωρητικής εργαστηριακής διάταξης SMF: Single Mode Fiber (μονορρυθμική ίνα), POL: Polarizer (πολωτής), PBS: Polarization Beam Splitter (διαχωριστής δέσμης στην πόλωση), PPLN: Periodically-poled lithium niobate waveguide, PMF: Polarization Maintaining Fiber (ίνα διατήρησης πόλωσης), DM: Dichroic Mirror (Διχρωικό Κάτοπτρο), PC: polarization controller (ρυθμιστής πόλωσης), HWP: Half Wave Plate, QWP: Quarter Wave Plate, WSS: Wavelength Selective Switch

Οι οπτικές ίνες που χρησιμοποιούνται στην προσέγγιση αυτή διατηρούν την πόλωση σε όλο το μήκος τους (PMF, polarization-maintaining fiber) και δημιουργούν έναν κλειστό βρόχο με μια 90° συστρόφη ώστε να διέρχεται η pump δέση από δύο διαφορετικές κατευθύνσεις του PPLN κυματοδηγού στον ίδιο τρόπο πόλωσης. Έπειτα τα ζεύγη φωτονίων συνδυάζονται αυτόματα στον διαχωριστή δέσμης κι έτσι έχουμε την εναγκαλισμένη κατάσταση στην πόλωση $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_s|H\rangle_i + e^{i\theta}|V\rangle_s|V\rangle_i)$. Η σχετική φάση θ είναι άγνωστη αλλά επειδή πρόκειται για σταθερά μπορούμε να τη θέσουμε ίση με μηδέν όταν φτάνει στον παραλήπτη με τη χρήση κατάλληλων wave plates.

Μετά τον PBS έχει τοποθετηθεί ένα φίλτρο που είναι ένα κομμάτι καθρέπτη επικαλυμμένο με αντιανακλαστικό υλικό για το μήκος κύματος του pump και πολύ ανακλαστικό για τα μήκη κύματος της ζώνης τηλεπικοινωνιών (telecom band). Έτσι τα εναγκαλισμένα ζεύγη φωτονίων διαδίδονται μέσα στην μονορρυθμική οπτική ίνα και αφού φτάσουν στο διχρωϊκό κάτοπτρο που ακολουθεί, τα φωτόνια με μήκη κύματος από

1500nm έως 1550nm το διαπερνούν και συνεχίζουν την πορεία τους, ενώ αυτά με μήκη κύματος από 1550nm έως 1585nm ανακλώνονται και διαδίδονται σε ξεχωριστή μονορυθμική ίνα. Με αυτό τον τρόπο διαχωρίζονται τα signal και idler φωτόνια κι επιτυγχάνεται η ευρείας ζώνης έξοδος από την πηγή.

Με βάση τη βιβλιογραφία η συνθήκη για την εναρμόνιση φάσης της SPDC ικανοποιείται για ένα ευρύ φάσμα θερμοκρασιών και η PPLN πηγή αυτή που έχουμε υποθέσει ότι χρησιμοποιούμε λειτουργεί καλά σε θερμοκρασία δωματίου επομένως δεν χρειάζεται κάποια προσαρμογή σε εξάρτηση από τη θερμοκρασία στους υπολογισμούς μας.

Για να θεωρήσουμε ότι η πηγή που έχουμε είναι κατάλληλη για συστήματα πολυπλεξίας μήκους κύματος για παραγωγή εναγκαλισμένων στην πόλωση ζευγών φωτονίων, πρέπει η ορατότητα (visibility) των κροσσών συμβολής αλλά και η πιστότητα (fidelity) να έχουν επαρκώς υψηλές τιμές για το εύρος των μηκών κύματος που μας ενδιαφέρουν.

Στην κβαντική μηχανική, ιδιαίτερα στην κβαντική θεωρία πληροφορίας, η πιστότητα είναι ένα μέτρο της «εγγύτητας» δύο κβαντικών καταστάσεων, εκφράζει την πιθανότητα ότι εάν μια κατάσταση ελεγχθεί θα μπορεί να αναγνωριστεί ως η άλλη. Η συνθήκη που πρέπει να ικανοποιείται για την πιστότητα είναι: $F > 1/2$, με $0 \leq F \leq 1$.

Για την αποπολυπλεξία θα χρησιμοποιήσουμε επιλεκτικό μεταγωγέα μήκους κύματος (wavelength selective switch) ώστε τα signal και idler να δρομολογηθούν στους παραλήπτες ανάλογα με το μήκος κύματός τους. Τα φίλτρα διέλευσης ζώνης του μεταγωγέα θα είναι των 60GHz το καθένα (ίσο με 0,5 nm εύρος ζώνης στα 1580nm) και συντονισμό από 1525 nm έως 1580 nm, επομένως τα παραγόμενα ζεύγη φωτονίων αποπολυπλέκονται σε 44 ανεξάρτητα κανάλια. Για τους υπολογισμούς μεταβάλλουμε το εύρος ζώνης των φίλτρων του μεταγωγέα από 20GHz έως και 140GHz. Ακόμη οι μεταγωγείς έχουν απώλειες οι οποίες και επηρεάζουν τα αποτελέσματά μας, όπως θα δούμε παρακάτω στις γραφικές.

Θεωρούμε ότι οι ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων θα έχουν συγχρονιστεί στα 4.06 MHz (detection gating rate) με πλάτος πύλης (gating widths) 2.5 ns και πιθανότητες για dark count μετρήσεις 10^{-5} και 10^{-4} για κάθε πύλη αντίστοιχα.

Στη συνέχεια θα παραθέσουμε τη μαθηματική περιγραφή της πηγής αλλά και του επιλεκτικού οπτικού μεταγωγέα LCoS (WSS). Το φασματικό προφίλ της rump δέσμης θα έχει γκαουσιανή μορφή με φασματικό πλάτος B (στους υπολογισμούς το B θα παίρνει τιμές που θα εξαρτώνται από το μήκος κύματος αλλά και από το FWHM του rump):

$$F(\Omega_p) \equiv \exp\left(-\frac{\Omega_p^2}{B^2}\right)$$

και το προφίλ του WSS θα είναι της μορφής (γκαουσιανή) [34]:

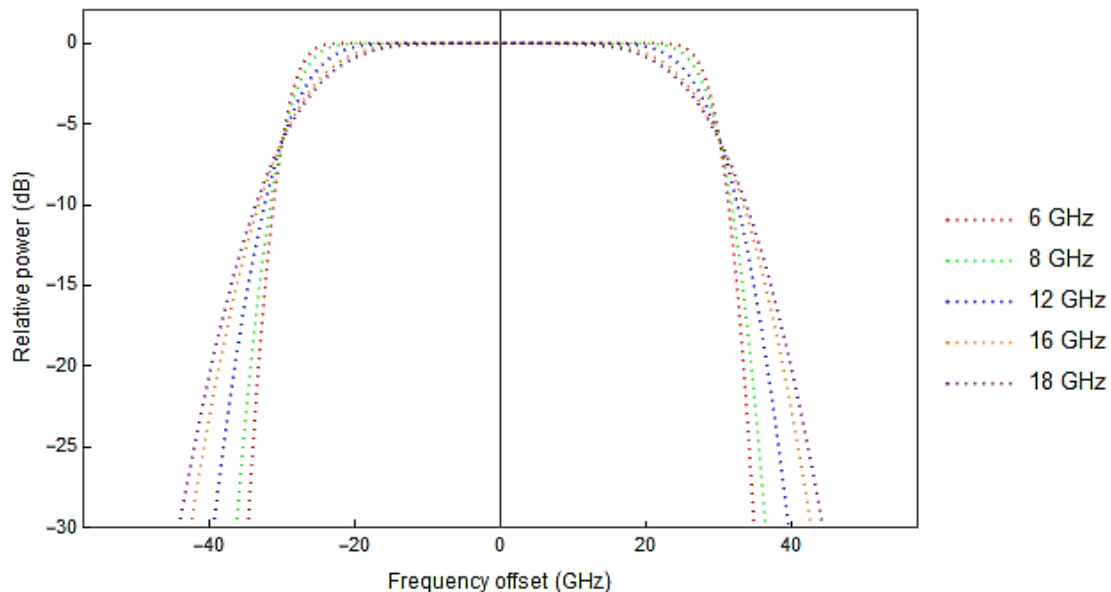
$$f(\Omega_s) = \frac{1}{2} \sigma \sqrt{2\pi} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\frac{b}{2} - \Omega_s}{\sqrt{2}\sigma} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{-\frac{b}{2} - \Omega_s}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right]$$

όπου $\sigma = BW_{\text{OTF}} / (2\sqrt{2\ln 2})$, η τυπική απόκλιση. Για τους υπολογισμούς προκειμένου να περάσουμε από το προφίλ του μεταγωγέα στην πεδιακή έκφραση στο επίπεδο της ισχύος χρησιμοποιώ την τετραγωνισμένη έκφραση της παραπάνω γκαουσιανής.

Το εύρος ζώνης της οπτικής συνάρτησης μεταφοράς (Optical Transfer Function/OTF Bandwidth) έχει τα εξής χαρακτηριστικά:

- Θεωρούμε ότι είναι σταθερό για το εύρος συχνοτήτων της συσκευής.
- Είναι βαθμωτό μέγεθος.
- Αντιπροσωπεύει το πώς είναι εστιασμένη η δέσμη - μικρότερο OTF bandwidth σημαίνει ότι το spot size είναι μικρότερο.
- Όσο αυτό μικραίνει τόσο το σχήμα του φίλτρου στη γραφική του απεικόνιση τείνει να έχει όλο και πιο ορθογώνιο σχήμα.

Παρακάτω φαίνεται η γραφική απεικόνιση του προφίλ του καναλιού του οπτικού μεταγωγέα που χρησιμοποιούμε για εύρος ζώνης καναλιού 60GHz και για διάφορες τιμές του OTF bandwidth. Από τη γραφική επιβεβαιώνεται το γεγονός ότι όσο πιο εστιασμένη είναι η δέσμη, δηλαδή όσο πιο μικρό είναι το OTF bandwidth τόσο το σχήμα του καναλιού τείνει να έχει μια όλο και πιο ορθογώνια μορφή.



Εικόνα 28: Η επιρροή του OTF bandwidth για τιμές 6,8,12,16,18 GHz στο προφίλ του καναλιού, για κανάλι εύρους ζώνης 60 GHz.

❖ Πιστότητα

Στην κβαντική μηχανική η πιστότητα είναι ένα μέτρο της «εγγύτητας» δύο κβαντικών καταστάσεων. Εκφράζει την πιθανότητα ότι η μια κατάσταση θα μπορεί να αναγνωρισθεί ως η άλλη με την οποία συγκρίνεται.

Εάν έχουμε δύο μήτρες πυκνότητας ρ και σ , η πιστότητα ορίζεται ως η ποσότητα: $F(\rho, \sigma) = \left(\text{tr} \sqrt{\sqrt{\rho}\sigma\sqrt{\rho}} \right)^2$. Στην ειδική περίπτωση που οι ρ και σ αντιπροσωπούν καθαρές καταστάσεις και όχι μικτές, για παράδειγμα $\rho = |\psi_\rho\rangle\langle\psi_\rho|$ και $\sigma = |\psi_\sigma\rangle\langle\psi_\sigma|$, ο ορισμός της πιστότητας θα είναι ο εξής $F(\rho, \sigma) = |\langle\psi_\rho|\psi_\sigma\rangle|^2$. Η πιστότητα είναι συμμετρική και παίρνει τιμές από 0 έως και 1, όπου θεωρείται ως η απόλυτη πιστότητα.

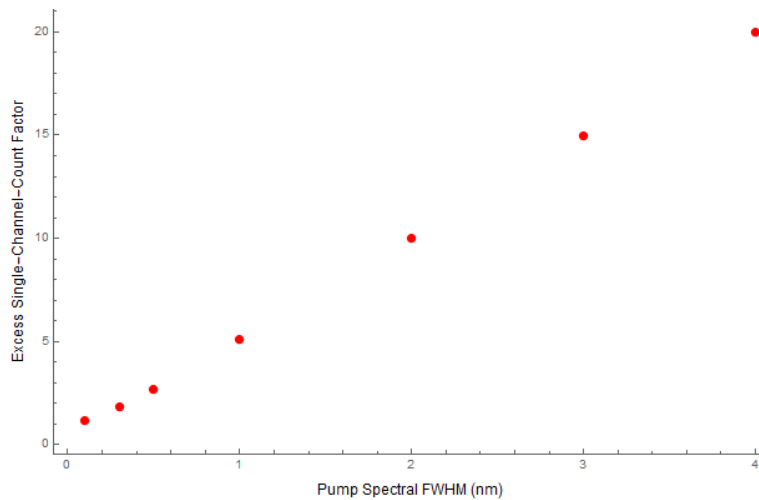
Προκειμένου να υπολογίσουμε την πιστότητα του εναγκαλισμού θα χρειαστεί να γνωρίζουμε πόσα φωτόνια έφτασαν στον ανιχνευτή του signal καναλιού και πόσα σε αυτόν του idler. Και πιο συγκεκριμένα πρέπει να γνωρίζουμε τον λόγο των δύο ποσοτήτων ο οποίος ορίζεται ως “excess single-channel-count factor” και συμβολίζεται με E , $E \equiv S/P$, όπου S ο αριθμός των φωτονίων που φτάνουν στο signal κανάλι και P ο αριθμός των ζευγών φωτονίων που καταφτάνουν.

Εάν υποθέσουμε ότι το pump παράγει ένα ζεύγος φωτονίων ανά μονάδα συχνότητας και ανά μονάδα φασματικής έντασης και το κανάλι του WDM συλλέγει ένα φωτόνιο ανά μονάδα συχνότητας και μονάδα μετάδοσης τότε μπορούμε να υπολογίσουμε τα S και P από τα παρακάτω ολοκληρώματα.

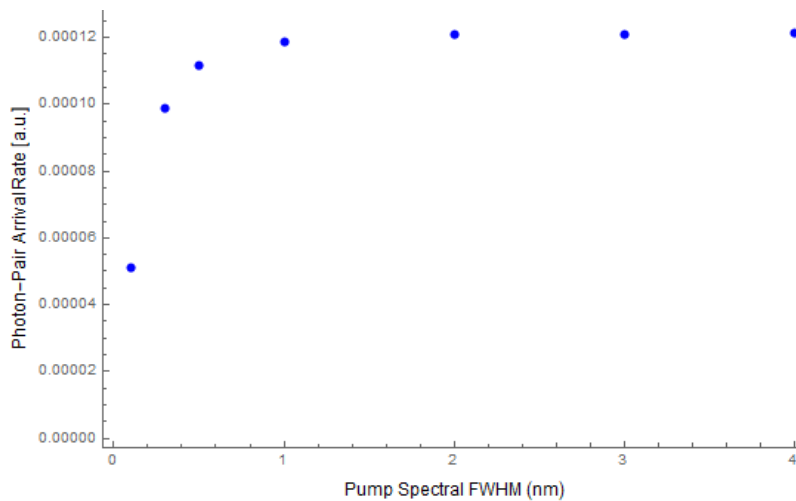
$$S = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega_p d\Omega_s F(\Omega_p) f(\Omega_s) \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k(\omega_{p0}, \omega_{s0}, \Omega_p, \Omega_s)L}{2} \right)$$

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega_p d\Omega_s F(\Omega_p) f(\Omega_s) f(\Omega_p - \Omega_s) \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k(\omega_{p0}, \omega_{s0}, \Omega_p, \Omega_s)L}{2} \right)$$

Όπου ο όρος του sinc, αντιπροσωπεύει την συνάρτηση της εναρμόνισης φάσης για την υπομετατροπή και το Δk είναι η αναντιστοιχία φάσης, ω_{s0} η κεντρική συχνότητα του signal και ω_{p0} η κεντρική pump συχνότητα. Ακόμη η ύπαρξη του όρου $f(\Omega_p - \Omega_s)$ εγγυάται την ταυτόχρονη ανίχνευση των signal και idler φωτονίων και η διαφορά $\Omega_p - \Omega_s$ δείχνει την ικανοποίηση της διατήρησης της ενέργειας.



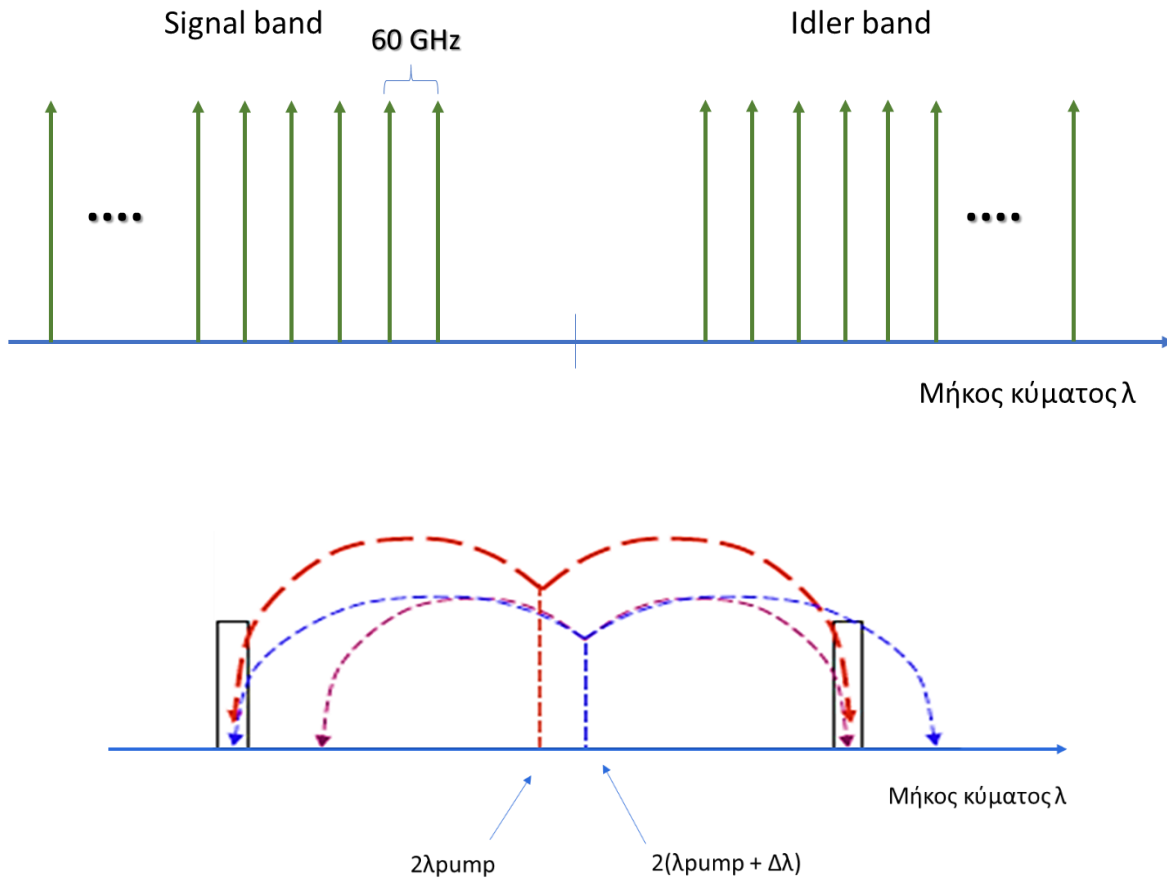
Εικόνα 29: Υπολογισμός του *Excess Single-Channel-Count Factor (E)* συναρτήσει του *FWHM* της *pump* δέσμης. Το *E* αυξάνεται όσο αυξάνεται το *pump bandwidth* λόγω των «ασύζευκτων» φωτονίων που ανιχνεύονται.



Εικόνα 30: Γραφική παράσταση του ρυθμού ταυτόχρονων μετρήσεων φωτονίων συναρτήσει του *FWHM* της *pump* δέσμης. Ο αριθμός αυτός από ένα σημείο και μετά παραμένει σχετικά σταθερός γιατί τα μήκη κύματος των καναλιών επιβάλλουν περιορισμό στο ποια ζεύγη φωτονίων θα ανιχνεύονται.

Ένας σημαντικός λόγος σε τέτοιου είδους set up για τον οποίο καταγράφονται “excess single-channel-counts”, δηλαδή μετρήσεις φωτονίων που δεν είναι συσχετισμένα (εκτός από αυτά που αποτελούν το θόρυβο) είναι γιατί τα φίλτρα που αποπολυπλέκουν το σήμα έχουν πιο στενό εύρος ζώνης συγκριτικά με αυτό του *pump*. Αυτό συμβαίνει κυρίως όταν κάποιο *pump* φωτόνιο βρίσκεται αρκετά μακριά από την κεντρική *pump* συχνότητα, έτσι όταν θα δημιουργηθούν τα *signal* και *idler* και αυτά με τη σειρά τους δεν θα είναι κεντραρισμένα ώστε να έχουν μεγαλύτερες πιθανότητες να «χωρέσουν» στο άνοιγμα του φίλτρου επομένως τέτοιου είδους συχνότητες θα συνεισφέρουν μη συζευγμένα φωτόνια. Τότε αυξάνεται ο αριθμός των “accidental coincidence counts” και μειώνεται η πιστότητα

του εναγκαλισμού. Γι' αυτό και στην Εικόνα 29 φαίνεται ότι το E αυξάνεται, όσο αυξάνεται και το FWHM φάσμα του pump.



Εικόνα 31: Channel Bandwidth και εξήγηση ύπαρξης των «ασύζευκτων» φωτονίων.

Εάν ο αριθμός των ζευγών φωτονίων που φτάνουν στον ανιχνευτή σε 1 s είναι P και η αποδοτικότητα του ανιχνευτή (detection efficiency) είναι η , ο αριθμός των μετρήσεων των signal φωτονίων που καταγράφονται σε 1s θα πρέπει να είναι $P\eta$ και ο αριθμός ταυτόχρονων μετρήσεων σε 1 s ίσος με $c = P\eta^2$. Όμως η ύπαρξη του E αλλάζει τα πράγματα και ο καταγεγραμμένος ρυθμός ταυτόχρονων μετρήσεων θα είναι $s = P\eta E$. Ο αριθμός των τυχαίων ταυτόχρονων μετρήσεων σε 1s συμβολίζεται με a και δίνεται από τον τύπο $a = \frac{s^2}{r}$, όπου r είναι ο ρυθμός πύλης του ανιχνευτή (detector gating rate).

Έτσι μπορούμε να υπολογίσουμε ο visibility γνωρίζοντας τα $C_{\max} = c + a$ και $C_{\min} = a$,

$$V \equiv \frac{C_{\max} - C_{\min}}{C_{\max} + C_{\min}} = \frac{c}{c + 2a} = \frac{1}{1 + \frac{2PE^2}{r}} = \frac{1}{1 + \frac{2cE^2}{r\eta^2}}$$

Μέσω αυτού θα υπολογίσουμε την πιστότητα F, η οποία δίνεται από τον τύπο $F = \frac{3V+1}{4}$. Και τέλος στους υπολογισμούς συμπεριλαμβάνουμε τις απώλειες από το μεταγωγέα WSS με τιμές από 2.7 dB έως 4.7 dB. Αφού μετατραπούν από λογαριθμική κλίμακα σε γραμμική κλίμακα, τις πολλαπλασιάζουμε με το detection efficiency κι έτσι υπεισέρχονται στον υπολογισμό του fidelity.

- 2.7dB losses in logarithmic -> $10^{(-2.7/10)} \sim 0.54$ transmittance in linear scale

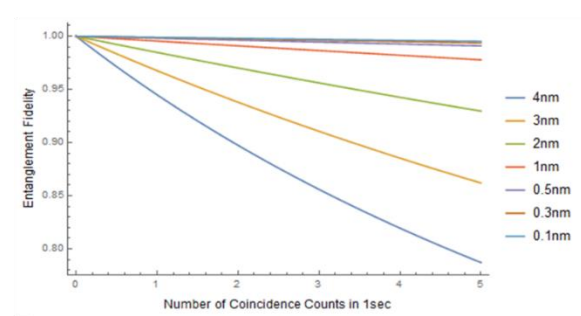
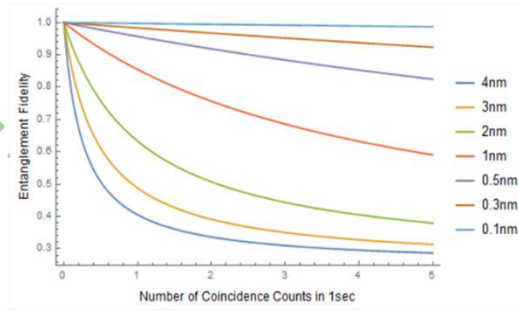
Losses log	Losses linear
2.7	0.5370318
3.1	0.48977882
3.5	0.44668359
3.9	0.40738028
4.3	0.37153523
4.7	0.33884416

Στους υπολογισμούς μας συγκρίνουμε την τιμή της πιστότητας που βρίσκουμε με αυτή της βιβλιογραφίας και αφού βεβαιωθούμε ότι συμβαδίζουν εισάγουμε και τις παραμέτρους που αφορούν τον WSS μεταγωγέα και βλέπουμε τις τιμές που παίρνουμε για την πιστότητα για τα διάφορα bandwidth. Δηλαδή μεταβάλλουμε το άνοιγμα του φίλτρου μας για να δούμε πόσα φωτόνια θα ανιχνευθούν και εάν αυτά φυσικά αποτελούν τμήμα ζεύγους των παραγόμενων εναγκαλισμένων φωτονίων. Ακόμη θέλουμε να ελέγξουμε εάν η χρήση του WSS επηρεάζει τα αποτελέσματά μας θετικά ή αρνητικά ώστε να διαπιστωθεί εάν μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε κάποιο πρωτόκολλο διανομής του εναγκαλισμού.

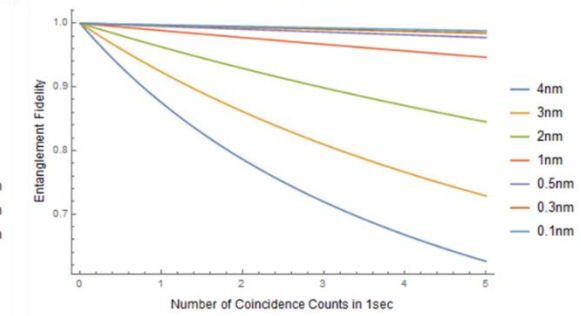
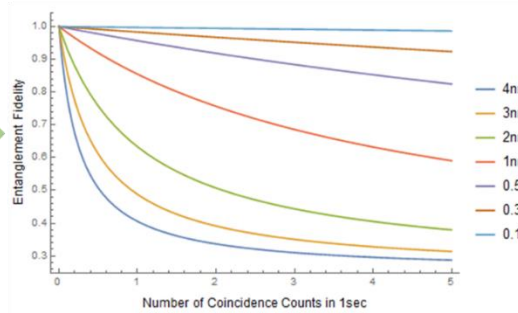
Μεταβολή Παραμέτρων	
FWHM	0.1, 0.3, 0.5, 1,2,3,4 nm
Bandwidth του WSS	20 – 140 GHz
OTF bandwidth	6-18 GHz
Απώλειες του WSS	2.7 – 4.7 dB

▪ Σύγκριση 20 και 140 GHz με OTF 6

2.7 dB

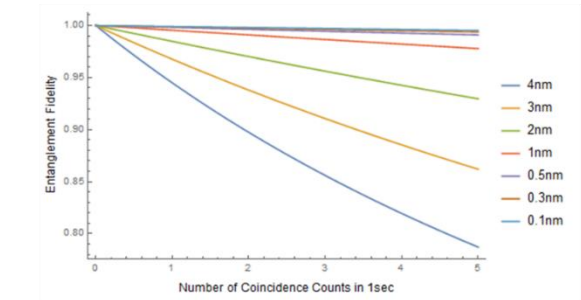
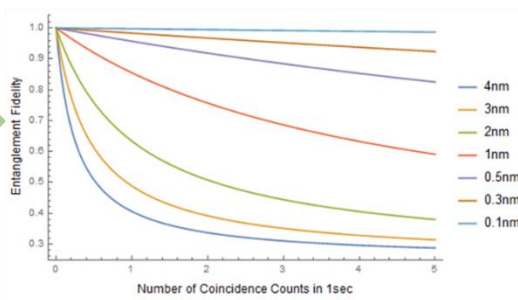


4.7 dB

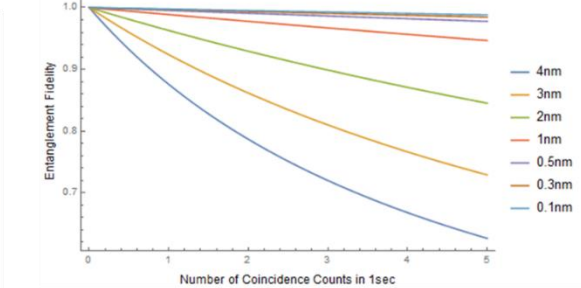
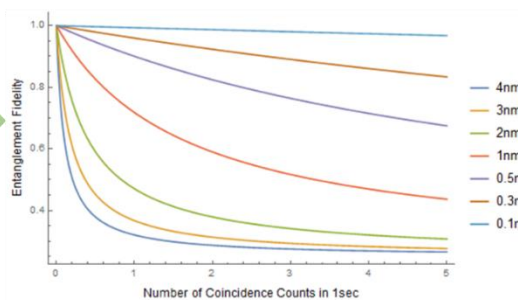


▪ Σύγκριση 20 και 140 GHz με OTF 8

2.7 dB

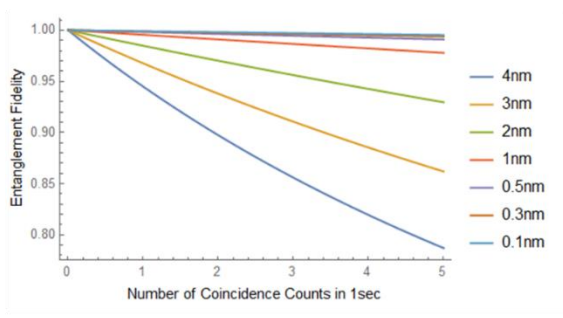
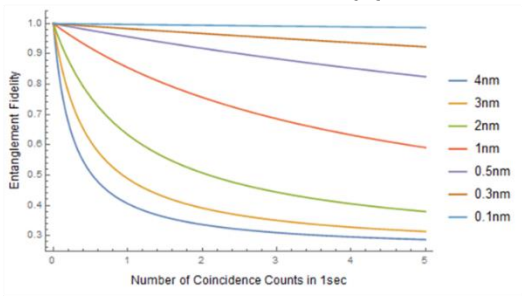


4.7 dB

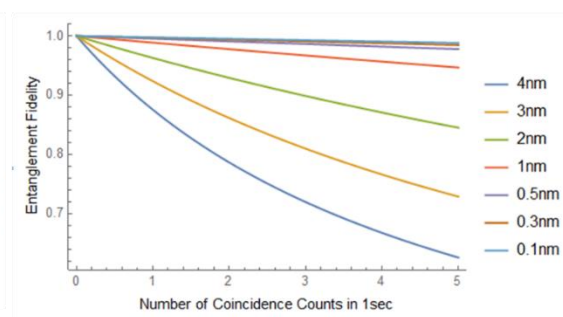
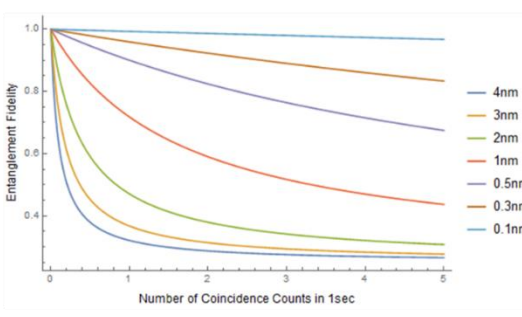


▪ Σύγκριση 20 και 140 GHz με OTF 12

2.7 dB

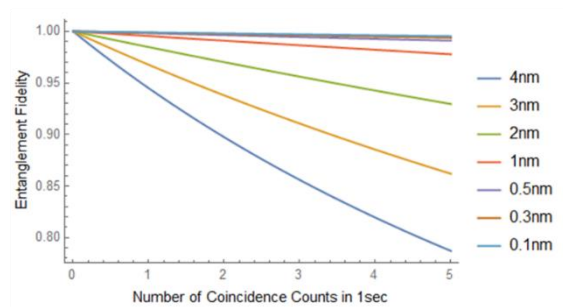
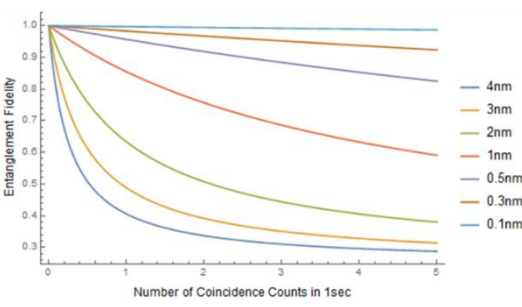


4.7 dB

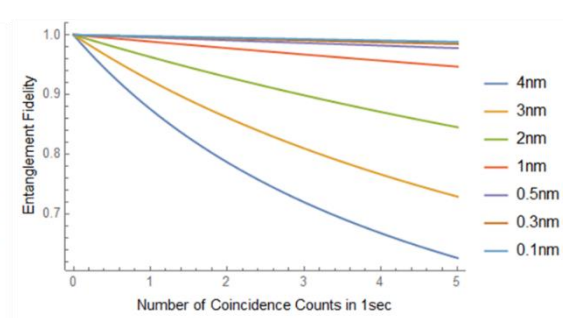
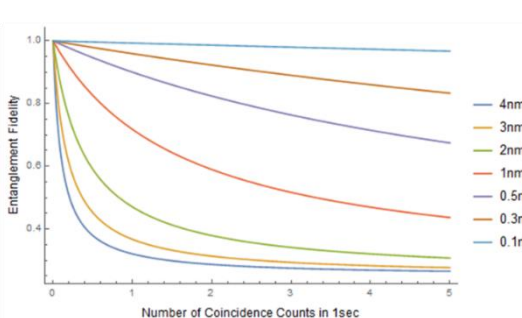


▪ Σύγκριση 20 και 140 GHz με OTF 14

2.7 dB

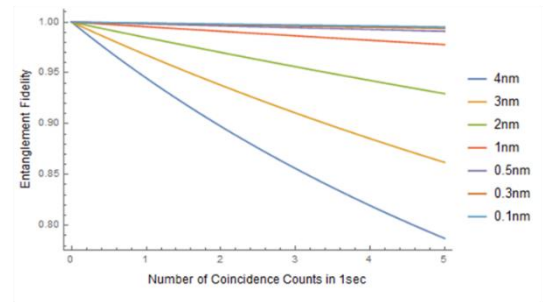
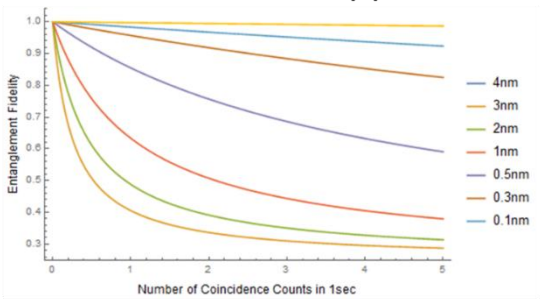


4.7 dB

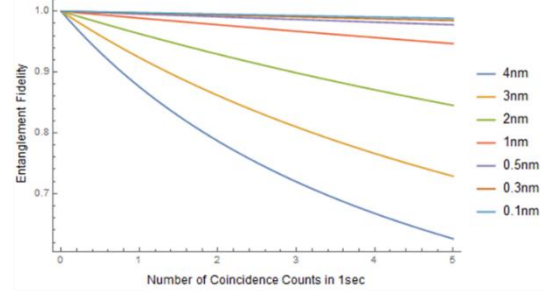
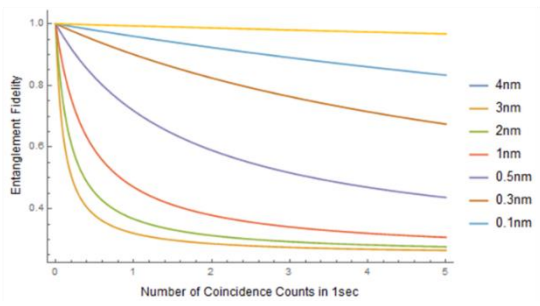


▪ Σύγκριση 20 και 140 GHz με OTF 16

2.7 dB

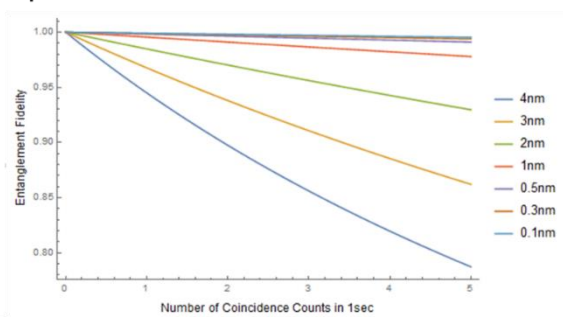
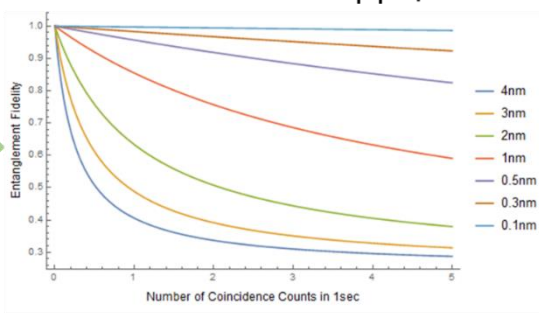


4.7 dB

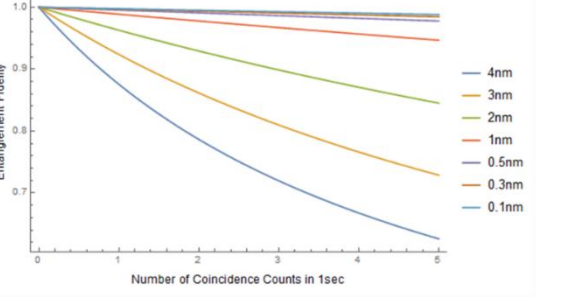
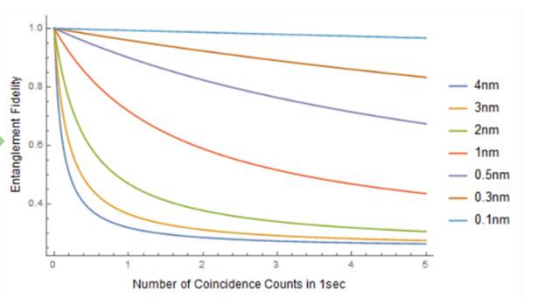


▪ Σύγκριση 20 και 140 GHz με OTF 18

2.7 dB



4.7 dB

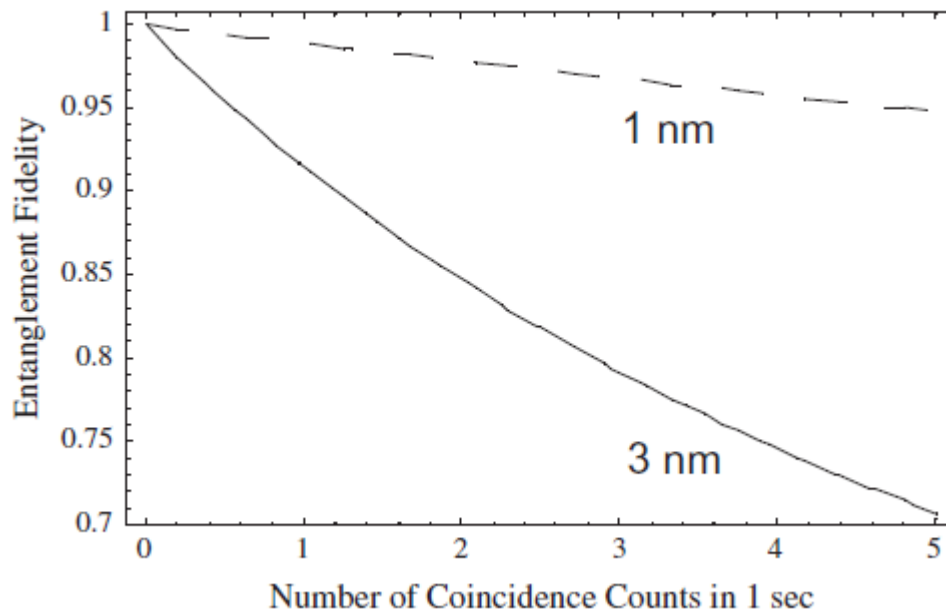


Αποτελέσματα Fidelity για 2 coincident counts				
WSS Bandwidth	OTF Bandwidth	Απώλειες WSS	FWHM	Fidelity
20 GHz	12 GHz	2.7dB	1 nm	0.75
			3 nm	0.4
20 GHz	12 GHz	4.7 dB	1 nm	0.6
			3 nm	0.3
60 GHz	12 GHz	2.7dB	1 nm	0.96
			3 nm	0.75
60 GHz	12 GHz	4.7dB	1 nm	0.9
			3 nm	0.6
140 GHz	12 GHz	2.7dB	1 nm	0.98
			3 nm	0.94
140 GHz	12 GHz	4.7 dB	1 nm	0.97
			3 nm	0.86

- Όσο WSS channel bandwidth \uparrow (20-140GHz) τόσο η Fidelity \uparrow για κάθε τιμή του FWHM.
- Αποδεκτές τιμές του Fidelity θεωρούνται για όσες ισχύει $F > 0.5$.
- Όσο οι απώλειες \uparrow (2.7-4.7 dB) τόσο η Fidelity \downarrow .
- Όσο FWHM του rump \downarrow τόσο η Fidelity \uparrow , γιατί το E \downarrow .
- Η αύξηση του OTF bandwidth (6-18 GHz) δεν έχει κάποια ιδιαίτερη συνεισφορά στο fidelity συγκριτικά με τις υπόλοιπες παραμέτρους.

3.3.3 Συμπεράσματα

Πριν προχωρήσουμε στο σχολιασμό των παραπάνω γραφικών που προέκυψαν από τους υπολογισμούς μας, καλό είναι να παρατεθεί η γραφική για την πιστότητα του εναγκαλισμού από την εργασία των Lim et al. [31] και την οποία χρησιμοποιούμε σαν αναφορά για τον έλεγχο των δικών μας υπολογισμών.



Εικόνα 32: Η μείωση της fidelity με τον αριθμό των ταυτόχρονων μετρήσεων λόγω του excess-channel count factor. Η συνεχόμενη γραμμή αφορά το φάσμα FWHM του pump στα 3nm ενώ η διακεκομένη αυτό στο 1nm. Οι ελαττώσεις στη fidelity λόγω των dark counts και των πολλαπλών ζευγών έχουν αγνοηθεί.

Παρατηρούμε ότι για μικρότερο FWHM δηλαδή για πιο στενή δέσμη, η fidelity έχει πολύ μεγαλύτερες τιμές απ' ό τι για 3nm, όπου μάλιστα φθίνει και πολύ πιο γρήγορα. Για 2 ταυτόχρονες μετρήσεις ανά δευτερόλεπτο η fidelity είναι ίση με 0,84 για FWHM της pump δέσμης στα 3 nm. Ένα αποτέλεσμα που επιβεβαιώνεται και από την πειραματική υλοποίηση των Lim et al.

Περνώντας από τη βιβλιογραφία στη δική μας υπολογιστική υλοποίηση θέλουμε να δούμε πώς κι εάν βελτιώνεται η fidelity, με τη βοήθεια του Mathematica, για διάφορες τιμές του FWHM του pump, {0.1, 0.3, 0.5, 1, 2, 3, 4}. Ταυτόχρονα αλλάζουμε και άλλες παραμέτρους, όμως πριν αναλύσουμε αυτές βλέπουμε ότι και η δική μας προσέγγιση ακολουθεί την λογική της βιβλιογραφίας. Για μικρότερο FWHM η fidelity παρουσιάζει πολύ υψηλές τιμές. Αυτό συμβαίνει γιατί τότε μειώνεται και το Excess-single-channel-count factor (E), δηλαδή ο λόγος των φωτονίων που καταφθάνουν στο signal προς τον αριθμό ζευγών φωτονίων

που καταφτάνουν συνολικά. Τότε λοιπόν το visibility αυξάνεται και κατ' επέκταση αυξάνεται και το fidelity.

Ακόμη από την [Εικόνα 29](#) φαίνεται ότι η μικρότερη τιμή που λαμβάνει το E είναι λίγο μετά τη μονάδα. Η ιδανική συνθήκη θα ήταν $E=1$, ώστε 1 signal count να αντιστοιχεί σε 1 ζεύγος φωτονίων.

Στη συνέχεια αυτό που μεταβάλλουμε είναι το channel bandwidth του WSS από 20 GHz έως 140 GHz με βήμα 20 GHz. Στα παραπάνω αποτελέσματα φαίνονται οι γραφικές μόνο για τις ακραίες τιμές 20 και 140 GHz γιατί οι ενδιάμεσες δεν ήταν απαραίτητες για τη σύγκριση. Αρκούν αυτές προκειμένου να καταλήξουμε στο συμπέρασμα ότι όσο αυξάνεται το channel bandwidth τόσο βελτιώνεται και η fidelity για κάθε τιμή του FWHM του rump. Αυτό συμβαίνει γιατί ουσιαστικά με αυτόν τον τρόπο μεγαλώνει το παράθυρο στο οποίο θα εισέλθουν τα δύο φωτόνια του σύμπλεκτου ζεύγους και θα καταλήξουν να μετρηθούν από τον ανιχνευτή. Όπως φαίνεται και στην [Εικόνα 31](#) εάν το bandwidth του φίλτρου είναι σχετικά μικρό, τόσο πιο στενές είναι οι ζώνες στις οποίες θα δρομολογηθούν τα αντίστοιχα ζεύγη φωτονίων άρα έτσι υπάρχει η πιθανότητα λόγω πιο στενού φίλτρου απ' ότι το εύρος του rump, να καταλήξουν να διέλθουν φωτόνια που έχουν αποκοπεί από το ζεύγος τους. Έτσι ενώ είχαν δημιουργηθεί μαζί εμείς καταλήγουμε να ανιχνεύσουμε μόνο το ένα. Άρα όσο μεγαλώνει το bandwidth του καναλιού τόσο μεγαλώνει και η πιθανότητα ζεύγη ταυτόχρονων φωτονίων να διαπεράσουν το φίλτρο.

Επιπλέον δεν γίνεται να παραληφθούν οι απώλειες που προστίθενται λόγω του μεταγωγέα WSS. Πάλι οι υπολογισμοί που έγιναν αφορούν εύρος απωλειών από 2.7 dB έως και 4.7 dB αλλά για σύγκριση έχουν διατηρηθεί μόνο αυτά που αφορούν τις ακραίες τιμές. Όπως είναι αναμενόμενο όσο η τιμή των απωλειών αυξάνει τόσο μειώνεται η τιμή της fidelity και ιδιαίτερα για τις μεγάλες τιμές FWHM του rump.

Πριν περάσουμε στη συνολική εικόνα, να αναφέρουμε ότι η αύξηση του OTF bandwidth από 6 έως 18 δεν έχει κάποια ιδιαίτερη συνεισφορά στο fidelity συγκριτικά με τις υπόλοιπες παραμέτρους. Έτσι καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι υψηλότερη τιμή του fidelity επιτυγχάνουμε όταν έχουμε ένα μεγάλο εύρος καναλιού με ταυτόχρονο μικρό FWHM της rump δέσμης.

Τέλος η συγκεκριμένη ανάλυση έχει γίνει με το σκεπτικό ότι τα excess single-channel counts είναι η κυριότερη αιτία απωλειών, μιας κι έχουν αγνοηθεί οι συνεισφορές από υψηλότερης τάξης accidental coincidences λόγω της δημιουργίας πολλαπλών ζευγών αλλά και τα dark counts του ανιχνευτή. Έτσι σε ένα μοντέλο που θα περιλάμβανε και αυτές τις αστοχίες οι τιμές της fidelity δεν θα ήταν τόσο υψηλές όσο εδώ.

Κεφάλαιο 4: Πειραματική διάταξη ανίχνευσης μοναδικών φωτονίων

4.1 Ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων διόδου χιονοστιβάδας (Single-Photon Avalanche Photodiode)

Ένας ανιχνευτής μοναδικών φωτονίων διόδου χιονοστιβάδας (Single-Photon Avalanche Diode-SPAD) είναι μία ημιαγώγιμη συσκευή, η οποία λειτουργεί σε ανάστροφη πόλωση και χάρη στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, έχει τη δυνατότητα να μετατρέπει τα προσπίπτοντα σε αυτή φωτόνια σε μακροσκοπικό, μετρήσιμο ηλεκτρικό ρεύμα.

Από τη δεκαετία του 1970, οι εφαρμογές των SPAD έχουν αυξηθεί σημαντικά. Πρόσφατα παραδείγματα χρήσης τους περιλαμβάνουν, απεικόνιση χρόνου πτήσης (ToF), σάρωση PET, πειράματα μοναδικών φωτονίων στη φυσική, μικροσκοπία φθορισμού διάρκειας ζωής και οπτικές επικοινωνίες (ιδιαίτερα διανομή κβαντικού κλειδιού).

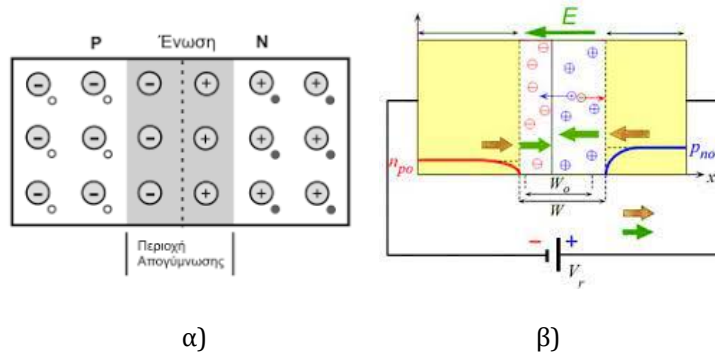
❖ Αρχή Λειτουργίας

Ένας SPAD είναι μία p-n επαφή (p-n junction) που λειτουργεί σε ανάστροφη πόλωση, η οποία ξεπερνά την τιμή της κατάρρευσης (breakdown voltage). Σε αυτή την κατάσταση λειτουργίας, όταν ένα φωτόνιο προσπέσει στο ημιαγώγιμο αυτό υλικό, οι παραγόμενοι φορείς φορτίου (charge carriers) δύναται να προκαλέσουν ένα ρεύμα χιονοστιβάδας (avalanche current), επειδή έχουν επαρκή κινητική ενέργεια για να προωθήσουν ένα ηλεκτρόνιο από τη ζώνη σθένους (valence band) στη ζώνη αγωγιμότητας (conduction band), δημιουργώντας έτσι ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-οπής (electron-hole pair). Το φαινόμενο αυτό ενισχύεται λόγω του ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου και έτσι προκαλείται το φαινόμενο της χιονοστιβάδας. Ο μηχανισμός αυτός ονομάζεται ιονισμός πρόσκρουσης (impact ionization).

Στις p-n διόδους ενώνουμε δύο ημιαγώγιμα υλικά p- τύπου και n-τύπου. Στην ένωση ελεύθερα ηλεκτρόνια από την n- περιοχή καταλαμβάνουν οπές της p- περιοχής κι έτσι η έκταση αυτή γίνεται αρνητικά φορτισμένη, ενώ η έκταση της n- περιοχής από όπου έφυγαν τα ηλεκτρόνια γίνεται θετικά φορτισμένη. Αυτή η φορτισμένη ζώνη ονομάζεται περιοχή απογύμνωσης (depletion zone) και λειτουργεί σαν μονωτής. Όταν η δίοδος είναι ορθά πολωμένη (forward bias), δηλαδή εφαρμόζεται θετική τάση στην p περιοχή και αρνητική στην n, με κατώφλι τάσης V_T χαρακτηριστικό του υλικού, τότε η περιοχή απογύμνωσης μικραίνει κι επιτρέπεται η κίνηση ηλεκτρονίων.

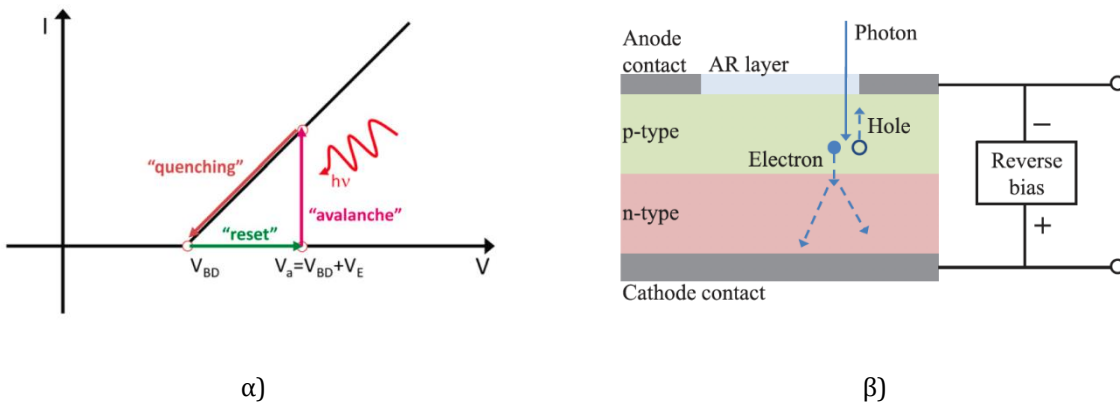
Όταν η δίοδος είναι ανάστροφα πολωμένη (reverse bias) η περιοχή απογύμνωσης μεγαλώνει και υπάρχει μόνο ένα πολύ μικρό ρεύμα από φορείς μειονότητας. Αν η

ανάστροφη πόλωση ξεπεράσει μια χαρακτηριστική τιμή (breakdown voltage) τότε τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται αρκετά, συγκρούονται με άτομα και άλλα ηλεκτρόνια δημιουργώντας έτσι ένα ρεύμα χιονοστιβάδας. Αυτή η περιοχή ονομάζεται λειτουργία κατάρρευσης.



Εικόνα 33: α) Περιοχή απογύμνωσης επαφής p-n [35] β) Επαφή p-n σε ανάστροφη πόλωση [36]

Στο φαινόμενο της χιονοστιβάδας βασίζουν τη λειτουργία τους οι SPADs. Σε αντίθεση, όμως, με τη φωτοδίοδο χιονοστιβάδας (avalanche photodiode-APD), η οποία λειτουργεί σε τάση χαμηλότερη από την τάση κατάρρευσης και εμφανίζει ρεύμα χιονοστιβάδας γραμμικά ανάλογο με την ένταση του εισερχόμενου οπτικού σήματος, ένας SPAD λειτουργεί στην ασταθή περιοχή της κατάρρευσης, όπου ένα μοναδικό φωτόνιο μπορεί να πυροδοτήσει ένα μακροσκοπικό, αυτοσυντηρούμενο ρεύμα. Ένα εξωτερικό κύκλωμα χρησιμοποιείται για να περιοριστεί αυτό το ρεύμα.



Εικόνα 34: α) Ο κύκλος λειτουργίας ενός SPAD [37] β) Σχηματική απεικόνιση ενός SPAD [38]

- ❖ Ιδανικός ανιχνευτής μοναδικών φωτονίων και κύρια χαρακτηριστικά των SPADs.

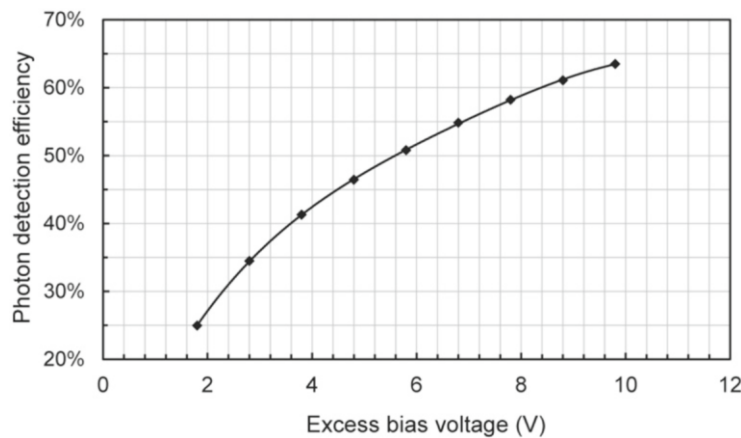
Ο ιδανικός ανιχνευτής μοναδικών φωτονίων είναι μια συσκευή η οποία παράγει έναν ηλεκτρικό παλμό στην έξοδο, ως απόκριση για ένα μοναδικό φωτόνιο στην είσοδο.

Ένας μονοφωτονιακός ανιχνευτής θεωρείται ιδανικός όταν:

- Ανιχνεύει όλο το προσπίπτον φως.
- Έχει την ικανότητα να διακρίνει τον αριθμό των προσπίπτοντων φωτονίων (photon-number resolution)
- Έχει μηδενικό dark-count, δηλαδή απουσία φωτονίου ο ανιχνευτής δεν παράγει παλμό.
- Έχει μηδενικό dead-time, ο χρόνος που απαιτείται από την παραγωγή του παλμού μέχρι η συσκευή να είναι ξανά έτοιμη να προβεί σε ανίχνευση.
- Ανεπηρέαστος από το μήκος κύματος.
- Μηδενικός θόρυβος.
- Ανεπηρέαστος από την πόλωση.
- Το χρονικό jitter να είναι μηδενικό, δηλαδή η διακύμανση της καθυστέρησης που παρουσιάζεται ανάμεσα στο οπτικό σήμα και στον ηλεκτρικό παλμό.

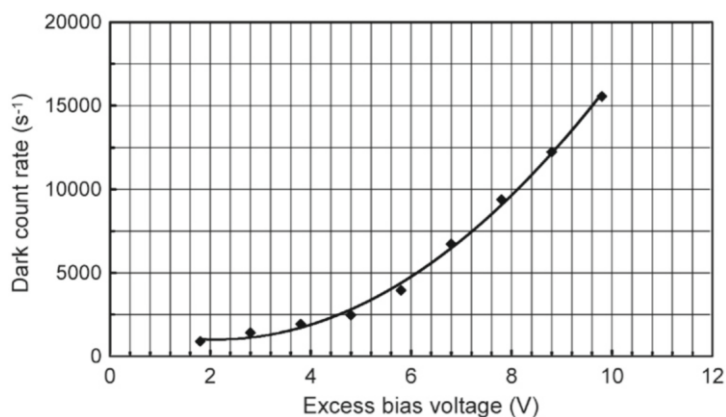
Στην πράξη όμως, υπάρχει μεγάλη απόκλιση από τα ιδανικά χαρακτηριστικά και για τον χαρακτηρισμό ενός SPAD ορίζονται συγκεκριμένες παράμετροι απόδοσης.

- ❖ Απόδοση ανίχνευσης (detection efficiency): Ορίζεται ως η πιθανότητα ένα προσπίπτον φωτόνιο να προκαλέσει μετρήσιμο φωτορεύμα. Πιο συγκεκριμένα, για να ανιχνευθεί ένα φωτόνιο, πρέπει αρχικά να απορροφηθεί από την ενεργό περιοχή του ημιαγωγού (quantum efficiency) και στη συνέχεια το παραγόμενο ζεύγος ηλεκτρονίου-οπής να πυροδοτήσει ένα avalanche effect (collection and triggering probability). Είναι προφανές ότι καθώς η ανάστροφη τάση αυξάνεται, η πιθανότητα πυροδότησης της χιονοστιβάδας (άρα και το detection efficiency) αυξάνεται.



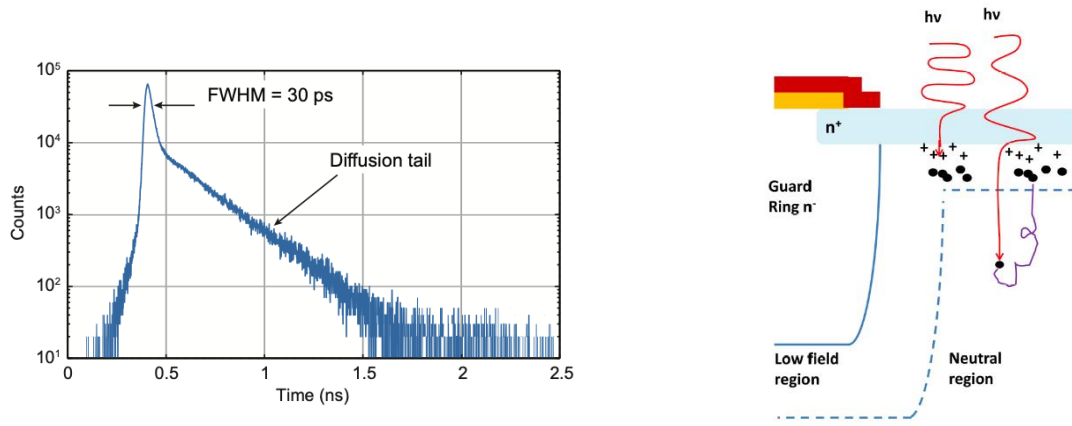
Εικόνα 35: Detection efficiency συναρτήσεως του excess bias voltage [37]

- ❖ Νεκρός χρόνος (dead time): Είναι το χρονικό διάστημα από τη στιγμή της απορρόφησης ενός φωτονίου και τη συνεπακόλουθη παραγωγή μακροσκοπικού ρεύματος έως ότου ολοκληρωθεί η λειτουργία του quenching circuit και η τάση επανέλθει στο σημείο λειτουργίας της φωτοδιόδου (above breakdown). Κατά την περίοδο αυτή, ο ανιχνευτής δεν μπορεί να ανιχνεύσει κανένα άλλο προσπίπτον φωτόνιο. Καθορίζεται κυρίως από τα ηλεκτρονικά του quenching circuit.

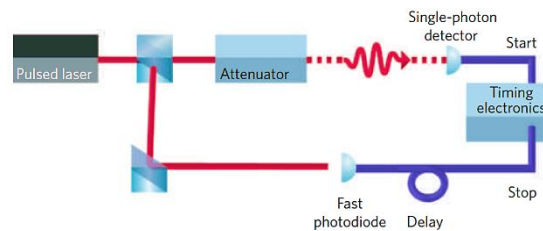


Εικόνα 36: DCR συναρτήσει του excess bias voltage [37]

- ❖ Φαινόμενο afterpulsing: Κατά τη διάρκεια ενός avalanche effect, ένα μικρό ποσοστό φορέων φορτίου εγκλωβίζονται (trapping) σε μετασταθείς ενεργειακές καταστάσεις μεταξύ της ζώνης σθένους και της ζώνης αγωγιμότητας. Εάν το quenching circuit δεν καταφέρει να επαναφέρει αυτούς τους εγκλωβισμένους φορείς στην αρχική τους κατάσταση, είναι δυνατόν αυτοί να απελευθερωθούν αργότερα και να προκαλέσουν ένα νέο avalanche effect [10], με συνέπεια την εσφαλμένη καταγραφή έλευσης ενός νέου φωτονίου. Ενώ, το DCR μειώνεται καθώς η θερμοκρασία πέφτει, το αντίστροφο συμβαίνει για την πιθανότητα εμφάνισης afterpulsing. Αυτό συμβαίνει διότι, σε χαμηλότερες θερμοκρασίες, ο χρόνος που απαιτείται για την απελευθέρωση των εγκλωβισμένων φορέων γίνεται μεγαλύτερος, με αποτέλεσμα, αφού έχει παρέλθει το χρονικό διάστημα της επαναφοράς της συσκευής (dead time), να μην έχει πραγματοποιηθεί σε μεγάλο βαθμό ο απεγκλωβισμός τους [11]. Ωστόσο, υπάρχουν αναφορές μικρής εξάρτησης της πιθανότητας afterpulsing από τη θερμοκρασία σε συγκεκριμένους ανιχνευτές [12]. Σε αντιστοιχία με τα παραπάνω, αύξηση του dead time προκαλεί μείωση του afterpulsing effect [13].
- ❖ Χρονική ολίσθηση (timing jitter): Ορίζεται ως η μεταβολή του χρονικού διαστήματος από την απορρόφηση ενός φωτονίου έως τη δημιουργία του αντίστοιχου ηλεκτρικού παλμού. Προσδιορίζεται από το full-width half-maximum (FWHM) της απόκρισης του ανιχνευτή (Σχ.7α) μετρημένου μέσω μίας τυπικής time-correlated-single-photon-counting (TCSPC) διάταξης (Σχ.8).



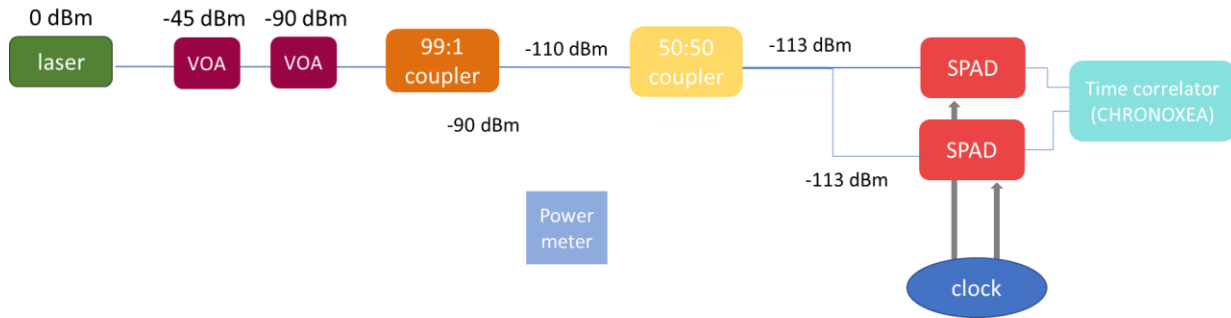
Εικόνα 37: α) Τυπική κατανομή της χρονικής απόκρισης ενός SPAD [39] β) Σχηματική απεικόνιση καθυστερημένης πυροδότησης χιονοστιβάδας λόγω της απορρόφησης ενός φωτονίου σε παραπλήσια ουδέτερη περιοχή [40]



Σχήμα 38: Διάταξη για μέτρηση του timing jitter [41]

- ❖ Ικανότητα καταμέτρησης αριθμού φωτονίων (photon number resolution-PNR): Ορισμένοι ανιχνευτές έχουν την ικανότητα της καταγραφής του ακριβούς αριθμού των απορροφούμενων φωτονίων. Μία τέτοια ιδιότητα είναι πολύ σημαντική σε εφαρμογές κβαντικής οπτικής και κβαντικής υπολογιστικής. Ωστόσο, επειδή οι χιονοστιβάδες πάντα φτάνουν σε κορεσμό, οι SPADs δεν παρουσιάζουν ικανότητα PNR και για αυτόν τον λόγο ονομάζονται και click detectors (ή click/no-click). Παρόλα αυτά, έχει δειχτεί ότι ορισμένοι SPADs μπορούν να εμφανίσουν ορισμένη PNR ικανότητα είτε μέσω τεχνικών χωρικής πολυπλεξίας (spatial multiplexing) των φωτονίων σε συστοιχίες (arrays) ανιχνευτών είτε μέσω τεχνικών fast gating, ικανών να διακρίνουν την εξάρτηση της ανάπτυξης της χιονοστιβάδας από τον αριθμό των αρχικών φορέων που την προκάλεσαν.

4.2 Πειραματική διάταξη



Εικόνα 39: Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης για παραγωγή και ανίχνευση μονοφωτονιακών παλμών στα 1550 nm

- Laser

Στη διάταξη χρησιμοποιήσαμε ένα CW μονοχρωματικό laser με μήκος κύματος 1544,98 nm όπως φαίνεται και στην παρακάτω εικόνα.

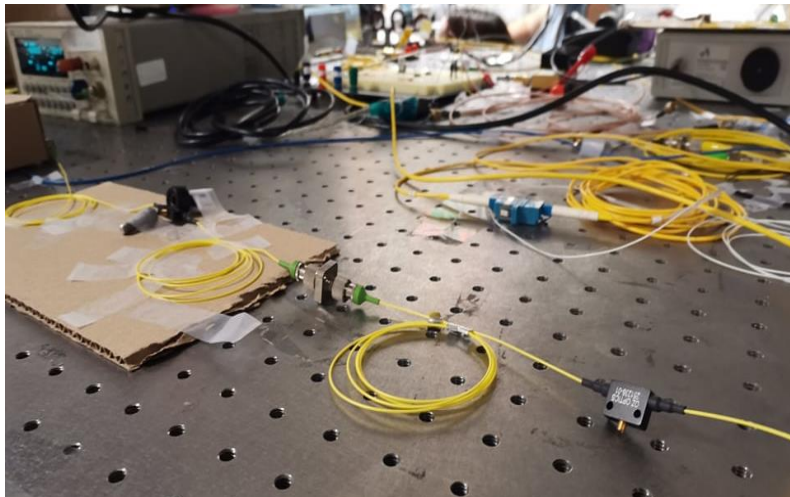
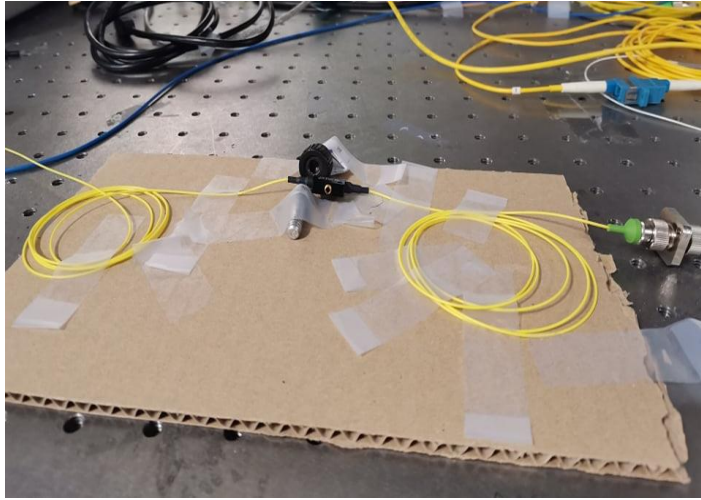


Εικόνα 40: Πηγή Laser εργαστηρίου PCRL

- Variable Optical Attenuator (VOA)

Οι attenuators είναι συσκευές που χρησιμοποιούνται για την μείωση του επιπέδου ισχύος ενός σήματος είτε σε ελεύθερο χώρο, είτε σε οπτική ίνα και λειτουργούν μέσω της απορρόφησης σε ένα εύρος συχνοτήτων. Στη διάταξη του εργαστηρίου χρησιμοποιούμε δύο manual variable optical attenuators (VOA), όπου καθένας αποτελείται από ένα κλειστό περίβλημα όπου εσωκλείει δύο ευθυγραμμισμένους φακούς και μια βίδα. Ο χρήστης ανάλογα με το πόσο θα σφίξει τη βίδα παρεμποδίζει την διέλευση μέρους της δέσμης. Επειδή η εξασθένιση γίνεται με παρεμπόδιση της δέσμης δεν υπάρχει εξάρτηση από την

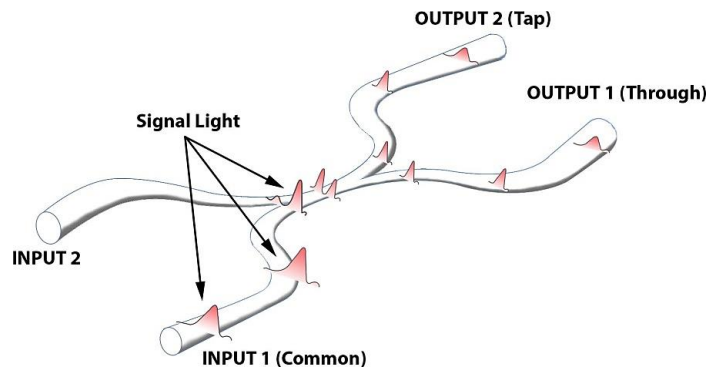
πόλωσή της. Το περίβλημα παρέχει προστασία και από την θερμότητα και από την υγρασία.



Εικόνα 41: Variable Optical Attenuators Εργαστηρίου PCRL

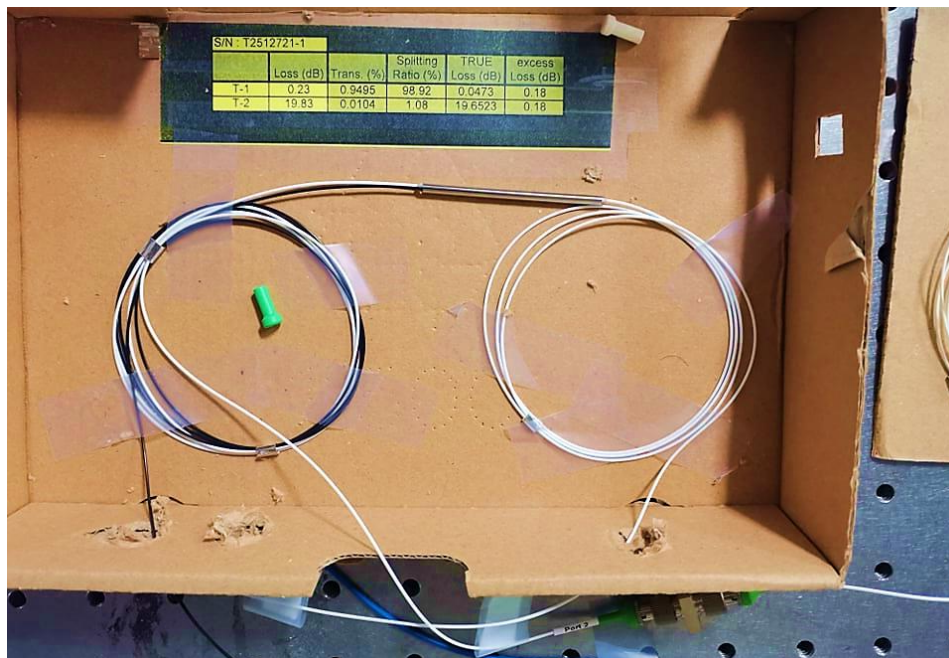
- Coupler

Στις οπτικές διατάξεις όπου τα εξαρτήματα συνδέονται μέσω οπτικών ινών για τον διαχωρισμό δέσμης δεν χρησιμοποιούνται συνήθως διαχωριστές δέσμης (beam splitters) αλλά fused couplers (συζεύκτες). Ένας fused coupler αποτελείται βασικά από δύο, παράλληλες οπτικές ίνες που έχουν συστραφεί, τεντωθεί και συνενωθεί, έτσι ώστε οι πυρήνες τους να είναι πολύ κοντά ο ένας στον άλλο.



Εικόνα 42: Single Window Fused Tap Coupler [42]

Όπως φαίνεται και στην εικόνα εντός του περιβλήματος μια οπτική ίνα χωρίζεται σε δύο μέρη. Εκτός από τον 50/50 διαχωρισμό της δέσμης όπως στη δική μας περίπτωση μπορούν να χρησιμοποιηθούν και προς τις δύο κατευθύνσεις, δηλαδή και για την ένωση δύο δεσμών φωτός. Παρουσιάζουν τυπικές απώλειες της τάξης των 0.2dB και εμφανίζουν μειονεκτήματα στις πολυρρυθμικές ίνες καθώς είναι πιθανό να ακολουθηθεί μόνο η μια διαδρομή. Στις μονορρυθμικές ίνες δεν εμφανίζεται αυτό το πρόβλημα αλλά εξαρτώνται σε μεγάλο βαθμό από το μήκος κύματος.



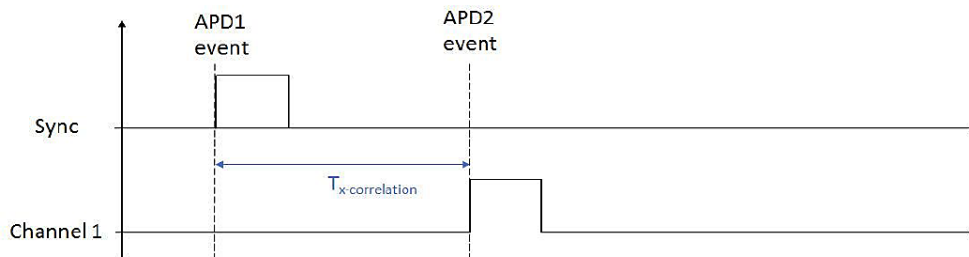
Εικόνα 43: 99:1 Coupler

- Ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων (SPADs)

Η διάταξη περιλαμβάνει τους δύο ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων, AUREA NIR Single Photon Detector SPD_OEM_NIR. [43] Οι SPADs είναι κατασκευασμένοι από InGaAs και είναι σχεδιασμένοι για ανίχνευση στην εγγύς υπέρυθρη περιοχή του η/μ φάσματος, στα 900nm – 1700nm. Στο πείραμά μας θα λειτουργήσει στην περιοχή των 1550nm οπότε και υπάρχει η δυνατότητα κβαντικής απόδοσης στα 10%, 20% και 30%. Για 10% κβαντική απόδοση τα dark counts μπορούν να είναι λιγότερα από 10^3 το δευτερόλεπτο. Το dead time ρυθμίζεται, πχ για 10% είναι μεταβλητός από 5 έως 10^3 μs κι έτσι ελέγχονται και τα afterpulses. Τέλος υπάρχει η επιλογή για λειτουργία σε gated mode και σε συνεχή. Στη gated λειτουργία του ανιχνευτή με QE=10% και dead time 10μs η πιθανότητα του afterpulsing είναι μικρότερη από 0.1%.

- Time Correlator (CHRONOXEA)

Ο time correlator που χρησιμοποιείται στην διάταξη είναι ο AUREA CHRONOXEA SN_9040301400. Έχει τρεις διαφορετικές λειτουργίες: single correlation, time tagging και cross correlation. Στην πρώτη λειτουργία μετράται ο χρόνος που μεσολαβεί από έναν παλμό έναρξης που δίνεται από τον χρήστη μέχρι να ανιχνευθεί σήμα από έναν ανιχνευτή μοναδικών φωτονίων. Στη δεύτερη λειτουργία στέλνονται πάλι παλμοί από τον χρήστη, οι οποίοι και αποτελούν χρονικά παράθυρα και η συσκευή καταγράφει σε ποια από αυτά εμφανίζονται γεγονότα, δηλαδή παλμοί στον ανιχνευτή. Η τρίτη λειτουργία η οποία είναι και αυτή που εφαρμόσαμε μας δείχνει το χρονικό διάστημα μεταξύ δύο γεγονότων διαφορετικών καναλιών.



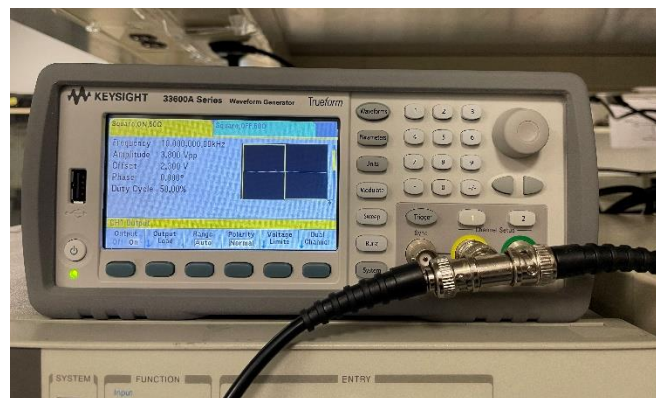
Εικόνα 44: Cross Correlation λειτουργία [44]



Εικόνα 45: Time correlator (αριστερά) και SPADs (δεξιά)

- Γεννήτρια κυματομορφών (clock)

Μια γεννήτρια κυματομορφών είναι μία συσκευή που χρησιμοποιείται για τη δημιουργία ηλεκτρικών κυματομορφών. Αυτές οι κυματομορφές μπορεί να είναι είτε επαναλαμβανόμενες είτε μονής βολής (μόνο μία φορά), οπότε απαιτείται κάποιου είδους πηγής ενεργοποίησης (εσωτερική ή εξωτερική). Οι κυματομορφές που προκύπτουν μπορούν να εγχυθούν σε μια συσκευή υπό δοκιμή και να αναλυθούν καθώς προχωρούν μέσω αυτής, επιβεβαιώνοντας τη σωστή λειτουργία της συσκευής ή εντοπίζοντας ένα σφάλμα σε αυτήν. Στη δική μας διάταξη χρησιμοποιείται για να καθορίσει τα χρονικά διαστήματα λειτουργίας των ανιχνευτών. Μάλιστα όπως φαίνεται και στην παρακάτω εικόνα συνδέουμε τη γεννήτρια με ηλεκτρικό καλώδιο και με τους δύο SPADs.



Εικόνα 46: Γεννήτρια κυματομορφών (clock)

Περιγραφή

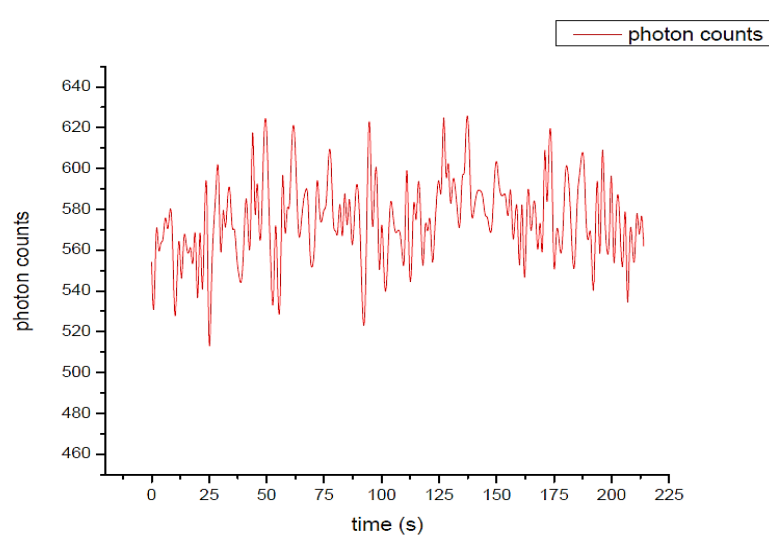
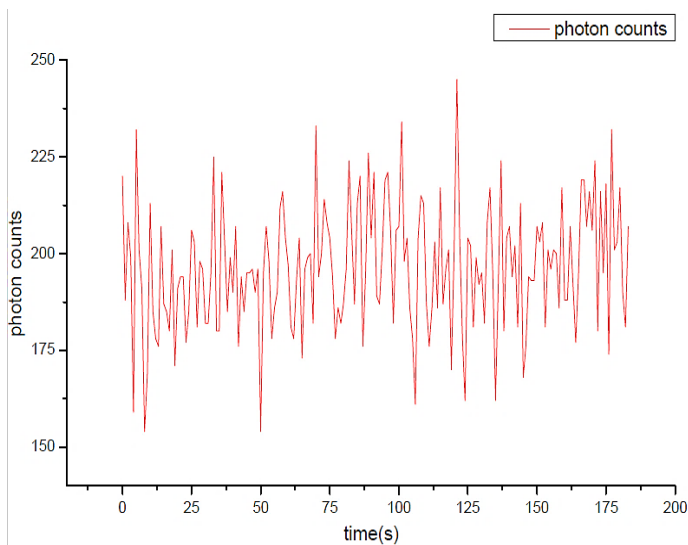
Στην πειραματική διάταξη έχουμε ένα laser το οποίο εκπέμπει μονοχρωματική ακτινοβολία στα 1544,98 nm, που αποτελεί την πηγή μας στα 0 dBm το οποίο αντιστοιχεί σε ισχύ 1 milliwatt. Έπειτα συνδέουμε δύο VOA attenuators οι οποίοι μειώνουν την ισχύ κατά -45 dB ο καθένας, επομένως καταλήγουμε με ισχύ -90dBm στην ίνα. Ακολουθεί ένας 99:1 coupler στην πρώτη έξοδο του οποίου παίρνουμε -90dBm, ουσιαστικά περνάει σχεδόν όλη η δέσμη. Η έξοδος αυτή συνδέεται με ένα power meter ώστε να βεβαιωθούμε ότι βρισκόμαστε κάτω από τα -65dBm που είναι και το μέγιστο επιτρεπόμενο όριο εισερχόμενης ισχύος των SPAD' s. Αφού πληρείται αυτή η προϋπόθεση, η δεύτερη έξοδος η οποία θα έχει αναγκαστικά μικρότερη ισχύ και ίση με -110dBm συνδέεται σε έναν 50:50 coupler οπότε η δέσμη χωρίζεται σε δύο και με τη συνεισφορά του 3dB coupler έχουμε ισχύ -113dBm σε κάθε ίνα που καταλήγει στους δύο SPADs. Κάθε ανιχνευτής συνδέεται με τον time correlator ώστε να γίνει το correlation και να αποτυπωθεί μέσω προγράμματος στην οθόνη του υπολογιστή στον οποίο είναι συνδεδεμένο.

Τέλος στους δύο SPADs συνδέουμε ένα ρολόι παλμών από το οποίο καθορίζουμε τα διαστήματα που μένουν ανοιχτοί για να καταγράφουν φωτόνια. Όλες οι υπόλοιπες ενέργειες που αποσκοπούν στη λήψη μετρήσεων γίνονται από το πρόγραμμα του CHRONOXEA στον υπολογιστή του εργαστηρίου.

Μετρήσεις χαρακτηρισμού συσχετισμένων αφίξεων σε μετρητές φωτονίων

Dark counts ανιχνευτή 1 (SPAD 15):

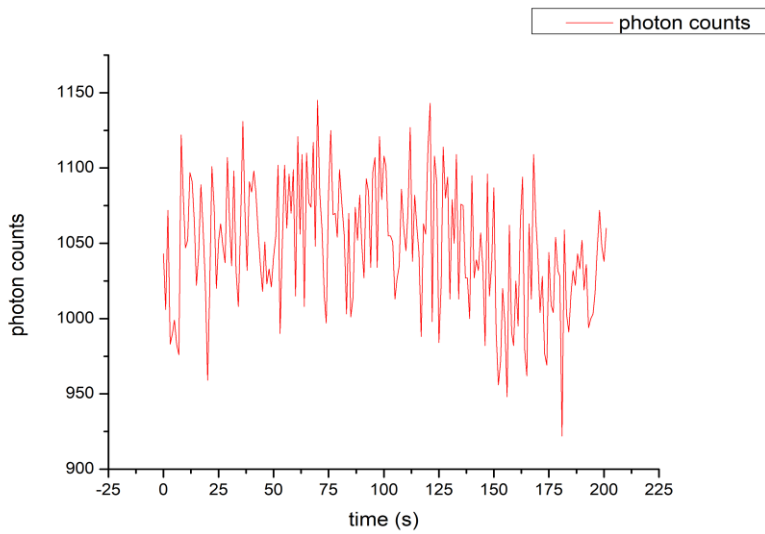
Dark counts ανιχνευτή 2 (SPAD 16):



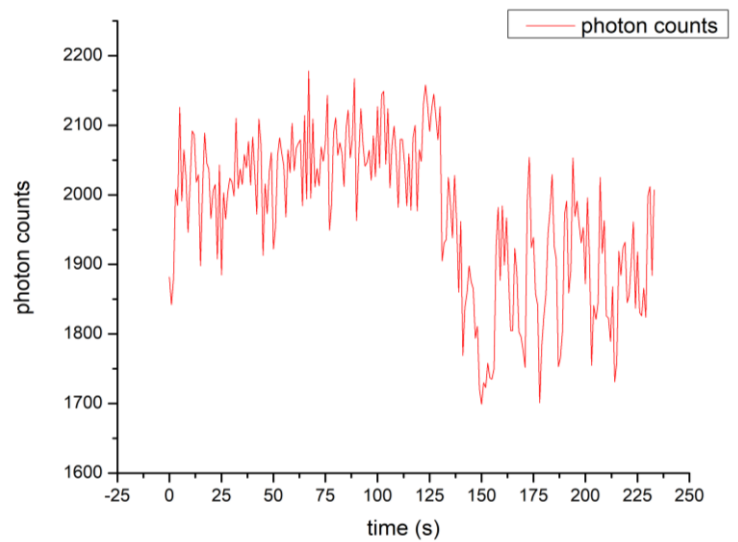
Εικόνα 47: Dark counts
Αριστερά: ανιχνευτής 1, Δεξιά: ανιχνευτής 2,
Dead time: 20 μ s, Quantum Efficiency: 10%, < 1000 cps για 10% QE

Λειτουργία Ελεύθερης Ανίχνευσης (Free Running Mode)

Ανιχνευτής 1 (SPAD 15)



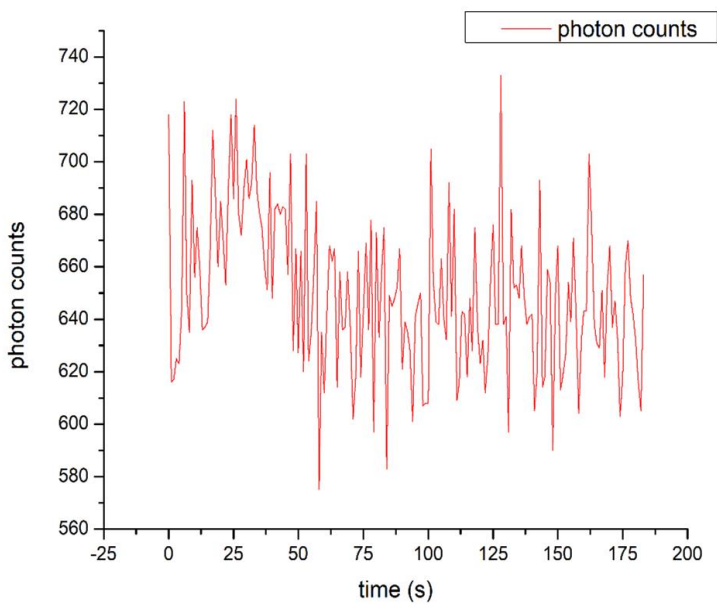
Ανιχνευτής 2 (SPAD 16)



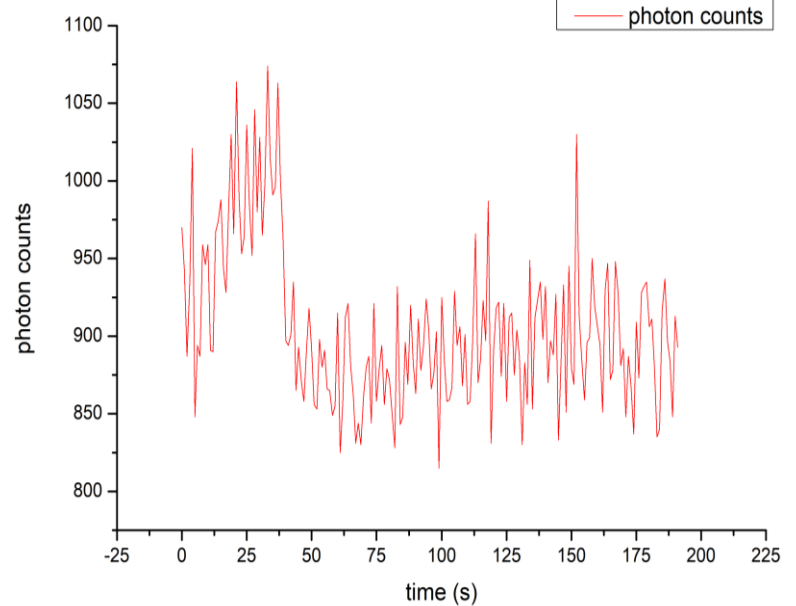
Εικόνα 48: Profile 0dBm, 2xVOA, 2x45 dB, 99:1 coupler, 50-50 coupler, gate 0Hz
Counting rate: 1s, Dead Time: 20 μ s, Efficiency: 10%

Λειτουργία Ανίχνευσης Παραθύρου (Gated mode)

Ανιχνευτής 1 (SPAD 15)

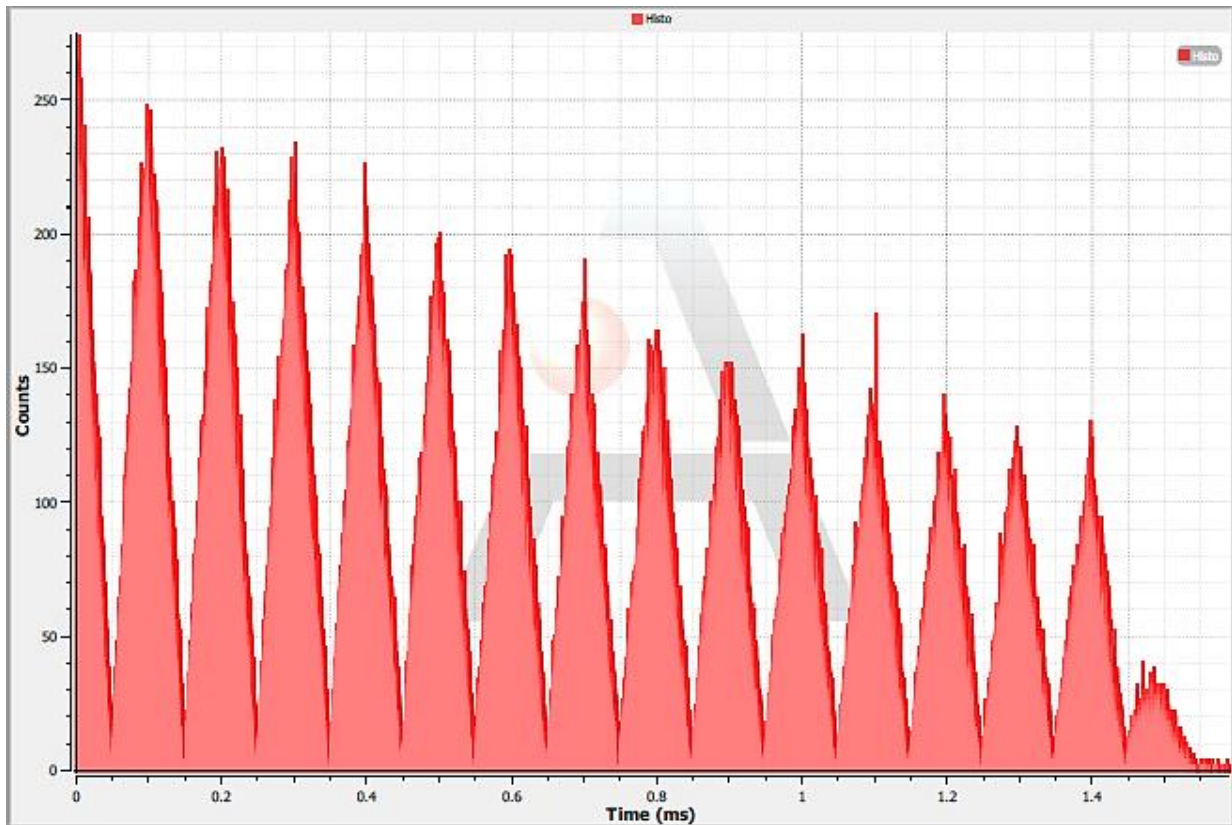


Ανιχνευτής 2 (SPAD 16)



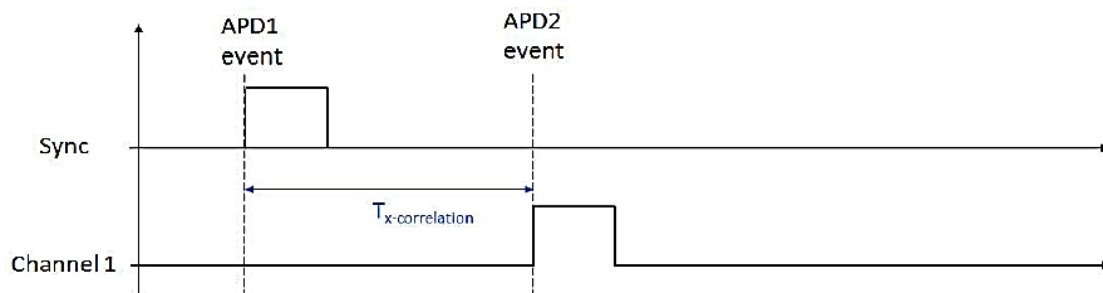
Εικόνα 49: Profile 0dBm, 2xVOA, 2x45 dB, 99:1 coupler, 50-50 coupler, gate 10kHz
Counting rate: 1s, Dead Time: 20 μ s, Efficiency: 10%

Time Correlator (CHRONOXA)



Εικόνα 50: Τα χρονικά παράθυρα του time correlator

- ❖ Cross Correlation λειτουργία.
- ❖ Χρονική διαφορά μεταξύ δύο γεγονότων.
- ❖ Gated mode σε σύνδεση με τους 2 SPADs
- ❖ Για 0 ms, ανιχνεύσιμα φωτόνια: 270.
- ❖ Όσο $t \uparrow$ τόσο ο αριθμός των counts \downarrow , γι' αυτό και παρατηρούνται χαμηλότερες κορυφές.
- ❖ Τα περισσότερα φωτόνια φτάνουν σχεδόν ταυτόχρονα από τις δύο ίνες στους ανιχνευτές.



4.3 Συμπεράσματα

Στην ενότητα 4.2 φαίνονται οι γραφικές παραστάσεις από τις μετρήσεις χαρακτηρισμού συσχετισμένων αφίξεων στους δύο ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων.

Αρχικά στην Εικόνα 48 φαίνονται οι γραφικές παραστάσεις για τα dark counts των δύο ανιχνευτών τα οποία ανιχνεύονται όταν δεν στέλνουμε κάποιο σήμα σε αυτούς, σε ελεύθερη ανίχνευση (free running mode) με dead time 20 μ s και efficiency 10%. Ουσιαστικά τα ανιχνεύσιμα φωτόνια αποδίδονται με τη μορφή θορύβου και παρατηρούμε ότι στον πρώτο είναι μικρότερο το ποσοστό απ' ό τι στο δεύτερο ανιχνευτή, κάτι που μπορεί να αποδοθεί στην κατασκευή του καθενός.

Στη συνέχεια συνδέουμε την πηγή και τα οπτικά εξαρτήματα ώστε να έχουμε το πλήρες κύκλωμα και ανιχνεύουμε την προσπίπτουσα ακτινοβολία. Για καθέναν από τους δύο ανιχνευτές παρουσιάζεται το διάγραμμα των προσπίπτοντων φωτονίων συναρτήσει του χρόνου. Στην Εικόνα 48 φαίνονται τα μετρικά του θορύβου για λειτουργία σε ελεύθερη ανίχνευση (free-running mode), δηλαδή όταν δεν θέτουμε κανένα περιορισμό στο χρονικό διάστημα που παραμένει ανοιχτός για ανίχνευση.

Αντίθετα στην Εικόνα 49 φαίνεται τί συμβαίνει όταν έχουμε λειτουργία ανίχνευσης παραθύρου (gated mode), δηλαδή όταν οι ανιχνευτές λειτουργούν για συγκεκριμένα χρονικά διαστήματα τα οποία εμείς ορίζουμε. Στη συγκεκριμένη περίπτωση ρυθμίζουμε το clock στα 10kHz.

Αναφορικά με τις δύο αυτές λειτουργίες η βασικότερη διαφορά στις γραφικές είναι ότι ο θόρυβος που παίρνουμε από την gated mode είναι πολύ μικρότερος απ' ό τι σε free running mode κι αυτό γιατί ο χρόνος που τον αφήνουμε ανοιχτό είναι περιορισμένος.

Ακόμη στα αποτελέσματα για τους δύο SPADs παρατηρούμε ότι ο «Ανίχνευτής 2» παρουσιάζει υψηλότερο ποσοστό ανιχνευόμενων φωτονίων συγκριτικά με τον πρώτο, τόσο σε gated mode όσο και σε free-running mode. Κανονικά περιμένουμε ίσο ποσοστό μιας και οι ίνες που καταλήγουν σε αυτούς έχουν προέλθει από τον 50-50 coupler. Αυτό είναι πολύ πιθανό να συμβαίνει επειδή δεν έχει επιτευχθεί ακριβώς ο κατά 50% διαχωρισμός της δέσμης, είτε λόγω των απωλειών που υπεισέρχονται από τους couplers αλλά και από τις γενικότερες αστοχίες του εξοπλισμού σε κάθε τμήμα της διάταξης.

Στη συνέχεια, στην Εικόνα 50 φαίνονται τα χρονικά παράθυρα του time correlator όταν βρισκόμαστε σε gated mode και είναι συνδεδεμένος με τους δύο SPAD' s. Οι μετρήσεις γίνονται σε λειτουργία cross correlation, δηλαδή μετράται και αποτυπώνεται η χρονική διαφορά μεταξύ δύο γεγονότων, δηλαδή ανίχνευσης φωτονίων μεταξύ των δύο διαφορετικών καναλιών. Έτσι όταν ανιχνευτεί ένα φωτόνιο από τον πρώτο καταγράφεται πόσος χρόνος έχει περάσει μέχρι να ανιχνευθεί ένα φωτόνιο και στον δεύτερο ανιχνευτή. Οι μετρήσεις που πήραμε διήρκησαν για μερικά λεπτά κι έτσι πήραμε τη γραφική απεικόνιση της Εικόνας 50.

Για 0 ms ο αριθμός των ανιχνεύσιμων φωτονίων ανέρχεται περίπου στα 270, δηλαδή ανιχνεύτηκε πολύ μεγάλος αριθμός σε πολύ μικρές χρονικές διαφορές. Όσο ο χρόνος αυξάνεται όμως ο αριθμός των counts μειώνεται γι' αυτό και παρατηρούνται χαμηλότερες

κορυφές. Αυτό συμβαίνει γιατί η αρχική μας δέσμη χωρίζεται στα δύο από έναν 50-50 coupler χωρίς κάποια συγκεκριμένη κωδικοποίηση, π.χ. στην πόλωση, ο χωρισμός είναι απλά ποσοτικός. Επομένως είναι αναμενόμενο τα περισσότερα φωτόνια να φτάσουν σχεδόν ταυτόχρονα από τις δύο ίνες στους ανιχνευτές ενώ το να αργεί να φτάσει κάποιο φωτόνιο σε έναν ανιχνευτή σε σχέση με τον άλλον είναι σχετικά απίθανο γι' αυτό και μειώνεται ο αριθμός των counts.

Κεφάλαιο 5: Συμπεράσματα και περαιτέρω μελέτη

5.1 Συμπεράσματα

Στην εργασία αυτή και συγκεκριμένα στο υπολογιστικό της μέρος μελετήσαμε σε θεωρητικό επίπεδο μία πειραματική διάταξη παραγωγής εναγκαλισμένων φωτονίων στην πόλωση και διανομής τους μέσω οπτικών ινών πριν την ανίχνευσή τους σε κυκλώματα βασισμένα σε ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων και ηλεκτρονικά συγχρονισμού. Επιδιώκοντας να διερευνήσουμε τη δυνατότητα λειτουργίας της πηγής σε εγκατεστημένα οπτικά δίκυα, αξιολογήσαμε την χρήση ενός αποπολυπλέκτη LCoS-τεχνολογίας για την φασματική του επιλογή. Η πηγή του εναγκαλισμού είναι ένας ppLN κυματοδηγός μικρού μήκους, που είναι απαραίτητος για την παραγωγή εύρους ζώνης (broadband) ζευγών φωτονίων. Το εύρος ζώνης της SPDC για PPLN κυματοδηγό μικρού μήκους κύματος μπορεί να εκτείνεται για κάποια εκατοντάδες νανόμετρα (~500nm) καλύπτοντας ολόκληρη την τηλεπικοινωνιακή ζώνη (Εικόνα 25). Όσο το μήκος του κυματοδηγού μειώνεται, τόσο αυξάνεται το εύρος ζώνης FWHM της SPDC. Έτσι με μία μόνο πηγή μπορούμε να επιτύχουμε την πολυπλεξία μήκους κύματος μιας κι εκπέμπει σε μια ευρεία ζώνη συχνοτήτων. Τα παραγόμενα ζεύγη φωτονίων χωρίζονται με βάση την πόλωσή τους, διανέμονται μέσω δύο μονοτροπικών ινών (SMF), -με τη χρήση επιλεκτικού μεταγωγέα μήκους κύματος (WSS) επιδιώκεται ο διαχωρισμός των φωτονίων ανάλογα με το μήκος κύματός τους σε διαφορετικά κανάλια και τέλος ανιχνεύονται από ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων. Με βάση τις τιμές των παραμέτρων, όπως σχολιάστηκε στα προηγούμενα κεφάλαια, τα παραγόμενα φωτόνια θα εκπέμπονται σε μήκη κύματος που αντιστοιχούν στην τηλεπικοινωνιακή οπτική μπάντα (1550nm, C-band). Με βάση τις μαθηματικές περιγραφές της παλμικής πηγής laser ($\lambda=776\text{nm}$), της πηγής εναγκαλισμένων φωτονίων, του φίλτρου WSS, των χαρακτηριστικών των θεωρούμενων ανιχνευτών και λαμβάνοντας παράλληλα υπόψιν τη διατήρηση της ενέργειας και της ορμής, υπολογίσαμε την πιστότητα (fidelity) των κβαντικών καταστάσεων που φέρουν τα παραγόμενα φωτόνια όταν αυτά θα ανιχνευθούν.

Στους υπολογισμούς μας μεταβάλαμε το channel bandwidth του μεταγωγέα WSS από 20 GHz - 140 GHz για τιμές του FWHM της rump δέσμης laser {0.1, 0.3, 0.5, 1, 2, 3, 4} και υπολογίσαμε το visibility των κροσών συμβολής και κατ' επέκταση κατασκευάσαμε τις γραφικές παραστάσεις της fidelity συναρτήσεως των παραπάνω.

Τα αποτελέσματά μας φαίνονται στις γραφικές παραστάσεις του Κεφ. 3.3.2, για απώλειες μεταγωγέα 2.7 dB και 4.7 dB, που αντιστοιχούν σε πρακτικές υλοποιήσεις εγκατεστημένων οπτικών δικτύων. Καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι υψηλότερη τιμή του fidelity επιτυγχάνουμε όταν έχουμε ένα μεγάλο εύρος καναλιού με ταυτόχρονα μικρό FWHM της rump δέσμης και όπως είναι αναμενόμενο όσο η τιμή των απωλειών αυξάνει τόσο μειώνεται η τιμή της fidelity και ιδιαίτερα για τις μεγάλες τιμές FWHM του rump.

Συνεπώς συμπεραίνουμε ότι η πρότασή μας για χρήση ενός οπτικού μεταγωγέα μήκους κύματος για την αποπολυπλεξία των παραγόμενων ζευγών φωτονίων μπορεί να αποτελέσει μια ικανοποιητική υλοποίηση και να χρησιμοποιηθεί και στην πράξη σε μια διάταξη διανομής του εναγκαλισμού (entanglement) και σε τμήμα κβαντικού δικτύου.

Για το πειραματικό μέρος της εργασίας το οποίο πραγματοποιήθηκε στο Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών (PCRL) της σχολής ΗΜΜΥ του ΕΜΠ, δημιουργήσαμε μια διάταξη αποτελούμενη από μια πηγή laser εκπομπής μονοχρωματικής ακτινοβολίας την οποία συνδέσαμε μέσω οπτικών ινών σε δύο VOA προκειμένου να μειωθεί η ισχύς της, την διαχωρίσαμε ποσοτικά με διαιρέτες δέσμης οι οποίοι συνδέονται σε δύο ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων διόδου χιονοστιβάδας (SPADs). Στη συνέχεια πραγματοποιήσαμε μετρήσεις ανίχνευσης φωτονίων σε λειτουργία καταγραφής (free-running mode ή gated mode). Επιπλέον λάβαμε τα μετρικά θορύβου για τα dark counts των δύο ανιχνευτών για λειτουργία της διάταξης σε ελεύθερο χρόνο και σε καθορισμένα χρονικά παράθυρα των 10kHz.

Σκοπός αυτής της πειραματικής πραγματοποίησης είναι η εξοικείωση με τους ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων στην περιοχή του εγγύς υπέρυθρου φάσματος ακτινοβολίας για καταγραφή συσχετισμένων μετρήσεων ανιχνεύσιμων φωτονίων σε λειτουργία ελεύθερης ανίχνευσης (free running mode) αλλά και σε λειτουργία παραθύρου ανίχνευσης (gated mode).

5.2 Προτάσεις για περαιτέρω μελέτη και έρευνα

Με βάση αυτήν την εργασία και τη θεωρητική μελέτη πάνω στην δημιουργία εναγκαλισμένων φωτονίων στην πόλωση και τον διαμοιρασμό τους μέσω της τεχνολογίας WDM με τη βοήθεια οπτικού μεταγωγέα WSS και με την κατάληξη σε ανιχνευτές μοναδικών φωτονίων με σκοπό την παρατήρηση του visibility αυτών, μια πιθανή επέκταση είναι η διεύρυνση διάδοσης σε μεγαλύτερες αποστάσεις (Long distance entanglement distribution) και μελέτη απωλειών με free-space/ fiber based channels. Συγκεκριμένα, για την περιγραφή ενός συστήματος διανομής του εναγκαλισμού σε μεγάλες αποστάσεις, απαραίτητος είναι ο προσδιορισμός του ποσοστού των εναγκαλισμένων φωτονίων που θα μπορεί να ανιχνευθεί εάν χρησιμοποιηθούν οπτικές ίνες με μεγάλο μήκος (της τάξης μερικών km). Επιπλέον της απώλειας, σε μεγάλα μήκη διάδοσης, η διασπορά ταχύτητας ομάδας (GVD) της οπτικής ίνας μπορεί να οδηγήσει σε διαφορετικούς χρόνους άφιξης των εναγκαλισμένων φωτονίων. Ως συνέπεια, θα πρέπει να καταγραφούν οι κοινές αφίξεις σε μεγαλύτερο χρονικό παράθυρο στους ανιχνευτές, με αποτέλεσμα την επιπλέον παρουσία του θορύβου καταγραφής.

Βέβαια, για την επίτευξη επικοινωνίας μεταξύ πολλών τελικών κόμβων και για την υλοποίηση του κβαντικού διαδικτύου είναι σημαντική όχι μόνο η χρήση μεγάλου μήκους οπτικών ινών αλλά και η «ενίσχυση» και η αποθήκευση των κβαντικών καταστάσεων. Οι

κβαντικοί επαναλήπτες τοποθετούνται σε ορισμένα διαστήματα κατά μήκος της οπτικής ίνας κι επιτρέπουν την μετάδοση των qubits σε μεγάλες αποστάσεις, επεκτείνοντας την εμβέλεια του εναγκαλισμού. Απαραίτητα συστατικά των επαναληπτών αποτελούν οι κβαντικές μνήμες, οι οποίες είναι συσκευές καίριας σημασίας για την ανάπτυξη του κβαντικού διαδικτύου και οι οποίες μπορούν να αποθηκεύσουν την κβαντική κατάσταση ενός φωτονίου χωρίς να καταστρέψουν την ασταθή πληροφορία που μεταφέρεται από τα φωτόνια. Μια κβαντική μνήμη θα πρέπει να είναι σε θέση να απελευθερώσει ένα φωτόνιο με την ίδια κβαντική κατάσταση του αποθηκευμένου φωτονίου, έπειτα από κάποιο χρονικό διάστημα που ορίζεται από το χρήστη. Ακόμη, οι κβαντικές μνήμες παρουσιάζουν πολύ μεγάλο ενδιαφέρον γιατί η αξιοποίησή τους αποτελεί έναν τρόπο να μελετηθεί το πώς τα κβαντικά φαινόμενα (π.χ. entanglement) μπορούν να «μεταφερθούν» μεταξύ φυσικών συστημάτων διαφορετικής φύσεως, για παράδειγμα μεταξύ συστημάτων φωτός και ύλης. Δηλαδή σε ένα πιο εφαρμοσμένο επίπεδο να κατανοηθεί και να ελεγχθεί η αλληλεπίδραση φωτός – ύλης σε ντοπαρισμένα υλικά στερεάς κατάστασης.

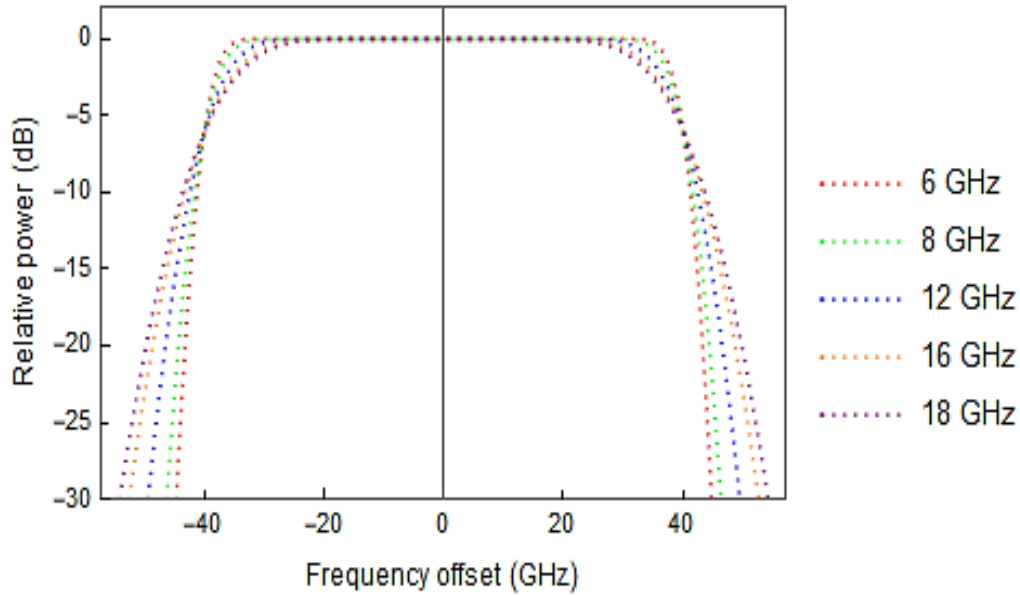
Οι κβαντικές μνήμες φαίνεται ότι θα αποτελέσουν συστατικό κλειδί στα μελλοντικά κβαντικά δίκτυα με σκοπό τη διευκόλυνση της δημιουργίας κβαντικής επικοινωνίας σε μεγάλες αποστάσεις, πέρα από το όριο των 500km που έχει επιτευχθεί με τη σημερινή τεχνολογία.

Τέλος μια πιθανή πειραματική περαιτέρω διερεύνηση θα ήταν η μετατροπή της πειραματικής διάταξης με σκοπό τον χαρακτηρισμό μιας παλμικής πηγής laser για ανίχνευση φωτονίων σε καθορισμένα χρονικά παράθυρα (time slots) καθώς και η χρήση ενός επιλεκτικού μεταγωγέα μήκους κύματος (WSS) για μέτρηση θορύβου σε γειτονικά φασματικά παράθυρα.

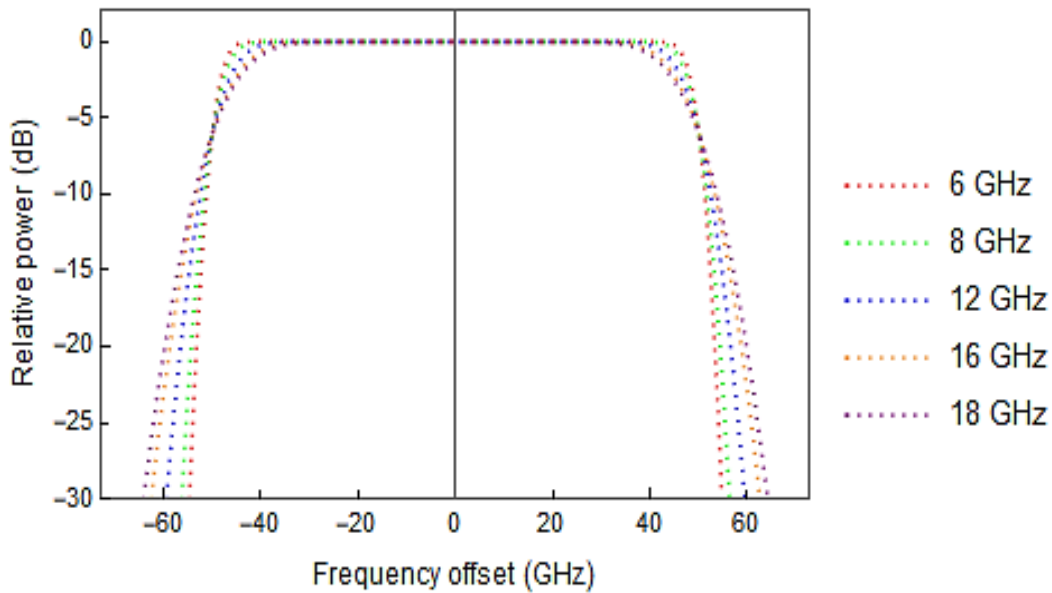
Παράρτημα A: WSS transfer function

WSS transfer function για μεταβολή OTF bandwidth 6-18 για τιμές του bandwidth 60, 80, 100, 120 GHz.

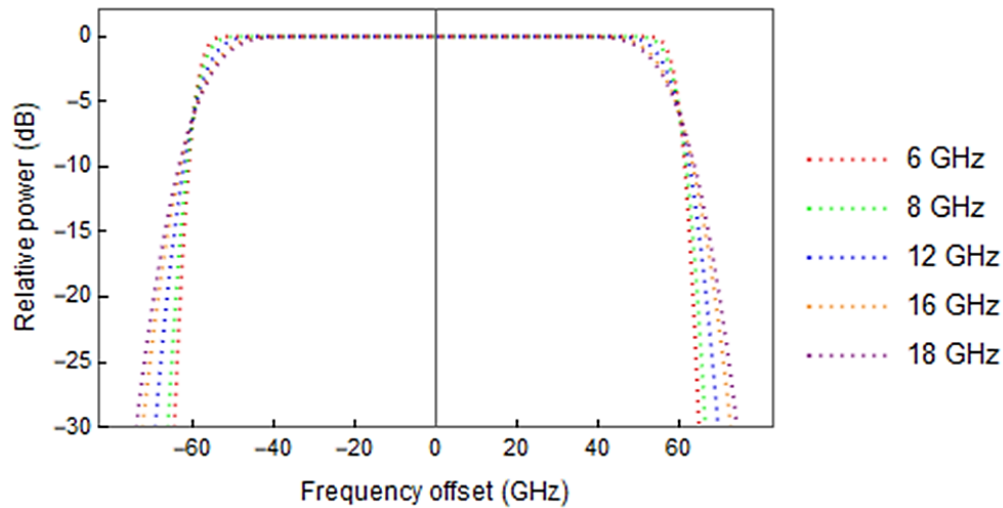
- **Bandwidth = 80GHz**



- **Bandwidth = 100GHz**



- **Bandwidth = 120 GHz**



- Κώδικας στο Mathematica

$b=80$; (*channel bandwidth (GHz)*) (*Για 80 GHz, 100 GHz, 120 GHz*)

$f\Omega_s[\Omega_s]=\text{Exp}[-\Omega_s^2/b^2]$;

(*OTF Bandwidth (GHz)*)

$\sigma[\text{BWotf}_]=\text{BWotf}/(2^{\sqrt{2 \log[2]}})$;

$\text{fwss}\Omega_s[\Omega_s,\text{BWotf}_]=1/2 (\text{Erf}[-b/2-\Omega_s]/(\sigma[\text{BWotf}_]),(b/2-\Omega_s)/(\sigma[\text{BWotf}_]))$;

$S[\Omega_s,\text{BWotf}_]=(\text{fwss}\Omega_s[\Omega_s,\text{BWotf}_])^2$;

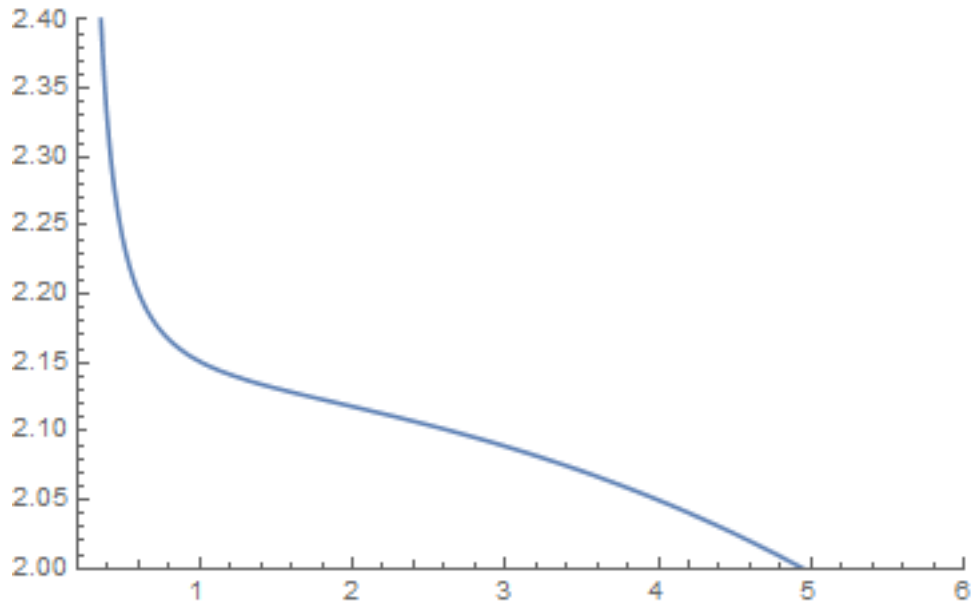
```
Plot[{10*Log10[S[f, 6]], 10*Log10[S[f, 8]], 10*Log10[S[f, 12]], 10*Log10[S[f, 16]],
10*Log10[S[f, 18]]}, {f, -55, 55}, PlotStyle -> {{Dotted, Red}, {Dotted, Green}, {Dotted, Blue},
{Dotted, Orange}, {Dotted, Purple}}, PlotRange -> {2, -30}, PlotLegends -> Placed[{"6 GHz",
"8 GHz", "12 GHz", "16 GHz", "18 GHz"}, Right], Frame -> True, FrameTicks -> {{0, -5, -10,
-15, -20, -25, -30}, None}, {{-60, -40, -20, 0, 20, 40, 60}, None}}, FrameLabel ->
{Style["Frequency offset (GHz)", Black, FontSize -> 12], Style["Relative power (dB)", Black,
FontSize -> 12]}, FrameTicksStyle -> Directive[Black, 11]]
```

Παράρτημα Β: Κώδικας Mathematica

Στο παράρτημα αυτό παρουσιάζεται ο κώδικας που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό του Excess single-count-factor και τελικά της fidelity για τιμές του channel bandwidth από 20 GHz-140 GHz για διάφορες τιμές OTF bandwidth του WSS και για συγκεκριμένο αριθμό απωλειών.

- Υπολογισμός του δείκτη διάθλασης και την περίοδο πόλωσης Λ για έναν type-0 QPM PPLN κυματοδηγό μήκους 1mm ντοπαρισμένο με 5 mol.% MgO

```
A11=2.2454;  
B11=0.01242;  
C11=1.3005;  
D11=0.05313;  
E11=6.8972;  
F11=331.33;  
n11[λ1_]=\[Sqrt](1+A11 λ12/(λ12-B11)+C11 λ12/(λ12-D11)+E11 λ12/(λ12-F11)); {δείκτης  
διάθλασης}  
Λ11[λ1_]=λ1/(n11[λ1]-n11[2*λ1]);  
Λ11[0.776] {περίοδος πόλωσης}  
Plot[{n1[λ1], n11[λ1]}, {λ1,0,5}, PlotRange → {{0.2,6}, {2,2.4}}, PlotLegends  
→ "Expressions"]
```



- Υπολογισμός του Excess single-count factor (E) και γραφικές παραστάσεις του E συναρτήσει του pump spectral FWHM και των ζευγών φωτονίων που ανιχνεύονται συναρτήσει του pump spectral FWHM

L=1 10⁻³; (*waveguide length*)

λ_p=776; (*μήκος κύματος του pump*)

λ_s=1542; (*μήκος κύματος του signal*)

b=20; (*channel bandwidth (GHz)*)

bw={0.1,0.3,0.5,1,2,3,4}; (*Pump Spectral FWHM (nm)*)

BWotf=6; (*OTF Bandwidth (GHz)*)

$$\sigma[\text{BWotf}_-] = \frac{\text{BWotf}}{2\sqrt{2\text{Log}[2]}};$$

$$B[\text{bw}_-] = \frac{1}{\sqrt{4\text{Log}[2]}} \frac{310^8}{(\lambda_p * 10^{-9})^2} \text{bw} 10^{-18};$$

$$\text{fwss}\Omega_s[\Omega_s, \text{BWotf}_-] = \frac{1}{2} \left(\text{Erf}\left[\frac{-\frac{b}{2} - \Omega_s}{\sqrt{2}\sigma[\text{BWotf}]}, \frac{\frac{b}{2} - \Omega_s}{\sqrt{2}\sigma[\text{BWotf}]}\right] \right);$$

$$S[\Omega_s, \text{BWotf}_-] = (\text{fwss}\Omega_s[\Omega_s, \text{BWotf}_-])^2;$$

$$f\Omega_s[\Omega_s] = \text{Exp}[-\Omega_s^2/b^2];$$

$$F\Omega_p[\Omega_p, \text{bw}_-] = \text{Exp}[-\Omega_p^2/B[\text{bw}_-]^2];$$

$$\Delta k^2 = 2 * \text{Pi} (n_{11} [\lambda_p * 10^{-3}] / (\lambda_p * 10^{-9}) - n_{11} [\lambda_s * 10^{-3}] / (\lambda_s * 10^{-9}) - n_{11} [1 / ((\lambda_p * 10^{-9})^{-1} - (\lambda_s * 10^{-9})^{-1})] / (1 / ((\lambda_p * 10^{-9})^{-1} - (\lambda_s * 10^{-9})^{-1}) - 1 / (\Lambda_{11} [0.776] * 10^{-6})));$$

$$S1 = \text{NIntegrate}[F\Omega_p[\Omega_p, \text{bw}_-] * f\Omega_s[\Omega_s] * S[\Omega_s, \text{BWotf}_-] * (\text{Sinc}[(\Delta k^2 * L)/2])^2, \{\Omega_p, -\text{Infinity}, \text{Infinity}\}, \{\Omega_s, -\text{Infinity}, \text{Infinity}\}];$$

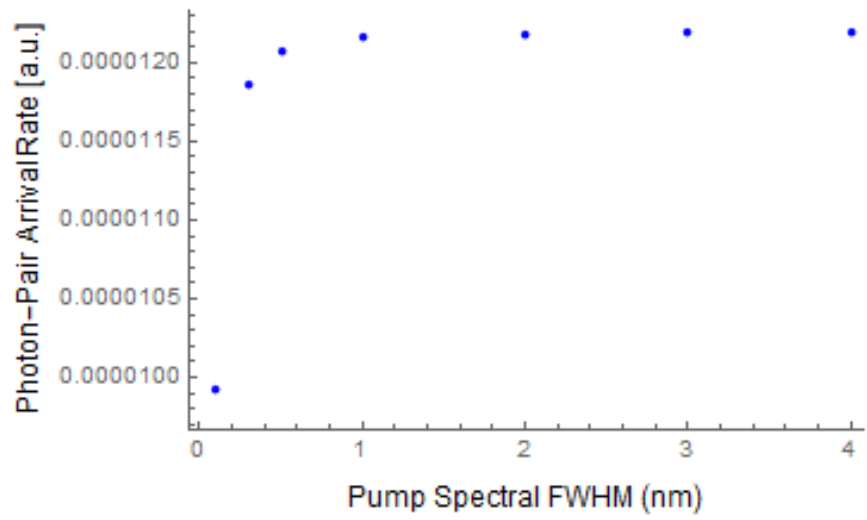
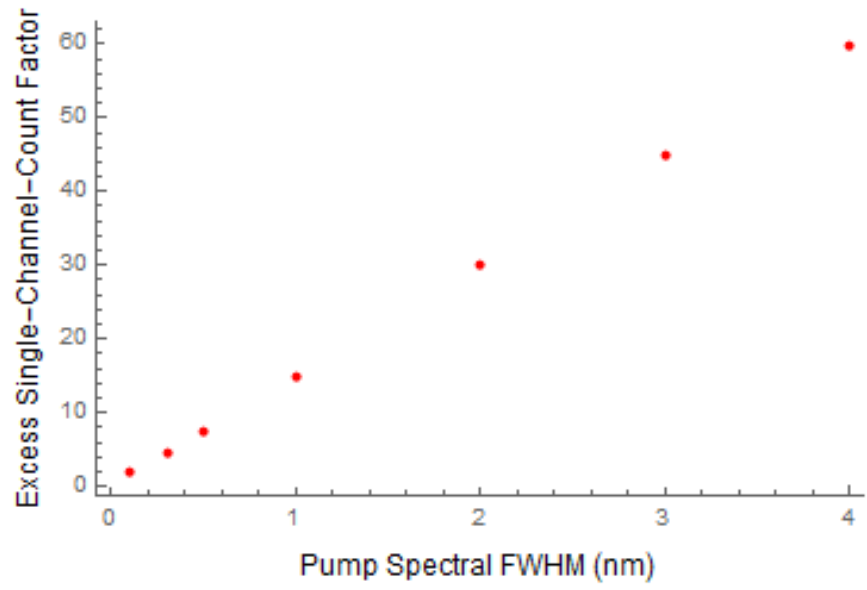
$$P1 = \text{NIntegrate}[F\Omega_p[\Omega_p, \text{bw}_-] * f\Omega_s[\Omega_s] * f\Omega_s[\Omega_p - \Omega_s] * S[\Omega_s, \text{BWotf}_-] * (\text{Sinc}[(\Delta k^2 * L)/2])^2, \{\Omega_p, -\text{Infinity}, \text{Infinity}\}, \{\Omega_s, -\text{Infinity}, \text{Infinity}\}];$$

$$E1 = S1/P1$$

{1.83, 4.612, 7.555, 14.998, 29.9381, 44.892, 59.849}

```
ListPlot[Table[{bw[[n]],E1[[n]]},{n,Length[bw]}],Frame->{True,True,False,False},FrameTicks->{{Automatic, None},{Automatic, None}},FrameLabel->{Style["Pump Spectral FWHM (nm)", Black,FontSize->12],Style["Excess Single-Channel-Count Factor", Black,FontSize->12]},PlotStyle->Red]
```

```
ListPlot[Table[{bw[[n]],P1[[n]]*10^0},{n,Length[bw]}],Frame->{True,True,False,False},FrameTicks->{{Automatic, None},{Automatic, None}},PlotRange->Full,FrameLabel->{Style["Pump Spectral FWHM (nm)", Black,FontSize->12],Style["Photon-Pair Arrival Rate [a.u.]", Black,FontSize->12]},PlotStyle->Blue]
```



- Υπολογισμός του fidelity για απώλειες 2.7 dB και 4.7 dB

(*Fidelity για απώλειες 2.7 dB → 0.5370318*)

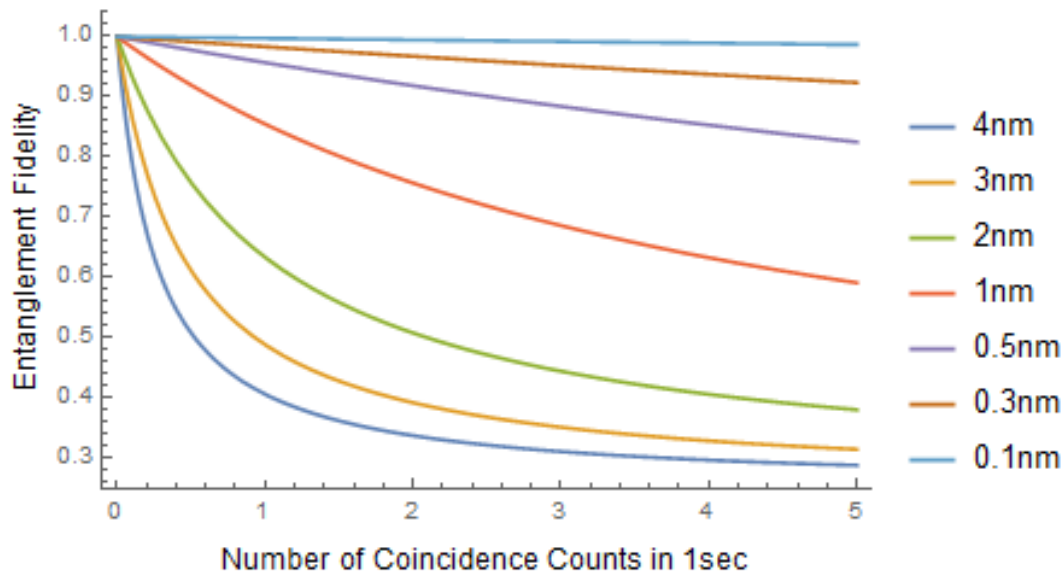
$\eta = 0.04 * 0.5370318$; (*detection efficiency*)

$r = 4.06 \cdot 10^6$; (*detector gating rate or system clock rate MHz → Hz*)

$V[c_] = 1 / (1 + (2 \cdot c \cdot E1^2) / (r \cdot \eta^2))$; (*two-photon interference fringe visibility*)

$F[c_] = (3V[c_] + 1) / 4$;

Plot[{F[c][[Length[bw]-0]],F[c][[Length[bw]-1]],F[c][[Length[bw]-2]],F[c][[Length[bw]-3]],F[c][[Length[bw]-4]],F[c][[Length[bw]-5]],F[c][[Length[bw]-6]]},{c,0,5},Frame->{True,True,False,False},FrameLabel->{Style["Number of Coincidence Counts in 1sec",Black,FontSize->12],Style["Entanglement Fidelity",Black,FontSize->12]},PlotLegends->{"4nm","3nm","2nm","1nm","0.5nm","0.3nm","0.1nm"}]



(*Fidelity για απώλειες 4.7 dB → 0.338844156*)

$\eta = 0.04 * 0.338844156$; (*detection efficiency*)

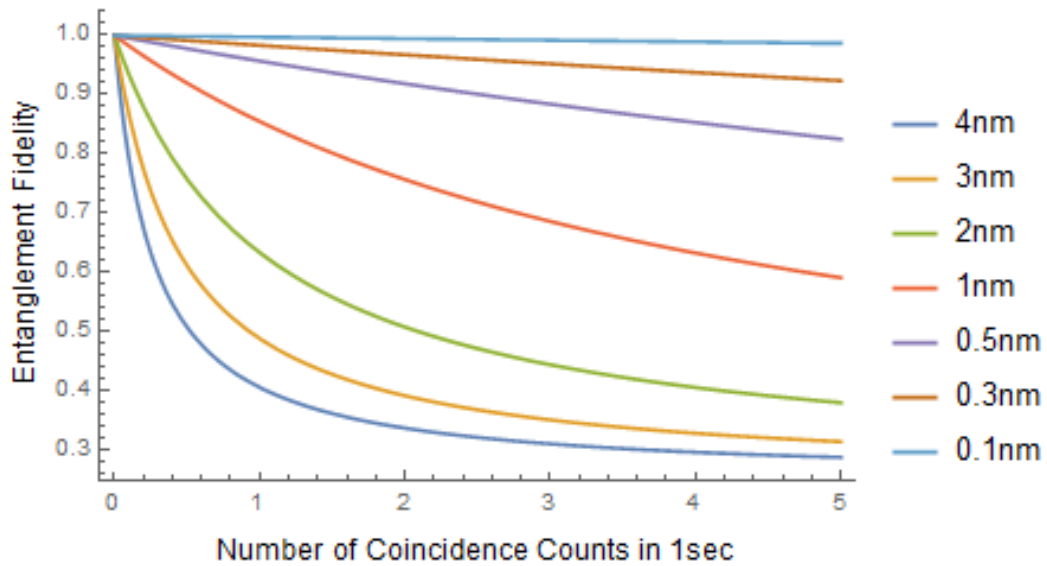
$r = 4.06 \cdot 10^6$; (*detector gating rate or system clock rate MHz → Hz*)

$V[c_] = 1 / (1 + (2 \cdot c \cdot E1^2) / (r \cdot \eta^2))$; (*two-photon interference fringe visibility*)

```

Plot[{F[c][[Length[bw] - 0]], F[c][[Length[bw] - 1]], F[c][[Length[bw]
- 2]], F[c][[Length[bw] - 3]], F[c][[Length[bw] - 4]], F[c][[Length[bw]
- 5]], F[c][[Length[bw] - 6]]}, {c, 0, 5}, Frame
→ {True, True, False, False}, FrameLabel
→ {Style["Number of Coincidence Counts in 1sec", Black, FontSize
→ 12], Style["Entanglement Fidelity", Black, FontSize → 12]}, PlotLegends
→ {"4nm", "3nm", "2nm", "1nm", "0.5nm", "0.3nm", "0.1nm"}]

```



Βιβλιογραφία

- [1] M. Fox, Quantum Optics, An Introduction, Oxford University Press, 2006.
- [2] Einstein, A. and Podolsky, B. Rosen, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?," *PhysRev.*47.777, vol. 47, no. 10, pp. 777-780, 1935.
- [3] J. S. Bell, "On the Einstein Podolsky Rosen paradox," *Physics Physique Fizika*, vol. 1, no. 3, pp. 195-200, 1964.
- [4] S.A. Akhmanov, V.V. Fadeev, R.V. Khoklov and O.N. Chunaev, "Sov. Phys. JETP Lett. 6,," 1967.
- [5] Y.H. Shih, C.O. Alley, "NewType of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Experiment Using Pairs of Light Quanta Produced by Optical Parametric Down Conversion," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, p. 2921–2924, 1988.
- [6] Hong, C. K. and Ou, Z. Y. and Mandel, L., "Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, no. 18, pp. 2044--2046, 1987.
- [7] Weihs, Gregor and Jennewein, Thomas and Simon, Christoph and Weinfurter, Harald and Zeilinger, Anton, "Violation of Bell's Inequality under Strict Einstein Locality Conditions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, no. 23, pp. 5039--5043, 1998.
- [8] Bouwmeester, D., Pan, JW., Mattle, K. et al., "Experimental quantum teleportation," *Nature*, vol. 390, p. 575–579, 1997.
- [9] Bouwmeester, Dik and Pan, Jian-Wei and Daniell, Matthew and Weinfurter, Harald and Zeilinger, Anton, "Observation of Three-Photon Greenberger-Horne-Zeilinger Entanglement," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, no. 7, pp. 1345--1349, 1999.
- [10] Armstrong, J. A. and Bloembergen, N. and Ducuing, J. and Pershan, P. S., "Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric," *Phys. Rev.*, vol. 127, no. 6, pp. 1918-1939, 1962.
- [11] E. Mason, M. Albota, F. König, and F. Wong, "Efficient generation of tunable photon pairs at 0.8 and 1.6 μm ," *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 2115-2117, 2002.
- [12] D. Huang and W. She, "High-flux photon-pair source from electrically induced parametric down conversion after second-harmonic generation in single optical superlattice," *Opt. Express*, vol. 15, pp. 8275-8283, 2007.

- [13] Fiorentino, Marco and Messin, Ga\`etan and Kuklewicz, Christopher E. and Wong, Franco N. C. and Shapiro, Jeffrey H., "Generation of ultrabright tunable polarization entanglement without spatial, spectral, or temporal constraints," *Phys.Rev.A*, vol. 69, no. 4, p. 041801, 2004.
- [14] H. de Chatellus, A. Sergienko, B. Saleh, M. Teich, and G. Giuseppe, "Non-collinear and non-degenerate polarization-entangled photon generation via concurrent type-I parametric downconversion in PPLN," *Opt. Express*, vol. 14, pp. 10060-10072, 2006.
- [15] Christ, Andreas and Laiho, Kaisa and Eckstein, Andreas and Lauckner, Thomas and Mosley, Peter J. and Silberhorn, Christine, "Spatial modes in waveguided parametric down-conversion," *Phys. Rev. A*, vol. 80, no. 3, p. 033829, 2009.
- [16] Σ. Κουρής, Φυσική των λέιζερ, 2015.
- [17] A. V. S. e. al., "Increased acceptance bandwidths in optical frequency conversion by use of multiple walk-off-compensating nonlinear crystals," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. B15, no. 122, 1998.
- [18] David S Hum and Martin M Fejer, "Quasi-phasematching," *Comptes Rendus Physique*, vol. 8, no. 2, pp. 180-198, 2007.
- [19] W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birks, F. Biancalana, and P. St. J. Russell, "Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 299-309, 2004.
- [20] W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birks, F. Biancalana, and P. St. J. Russell,, "Supercontinuum and four-wave mixing with Q-Switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres," *Optical Express*, vol. 12, pp. 299-309, 2004.
- [21] Wehner S, Elkouss D, Hanson R., "Quantum internet: A vision for the road ahead," *Science (New York, N.Y.)*, vol. 362, 2018.
- [22] H.-J. Briegel, W. Dür, J. I. Cirac, P. Zoller, "Quantum Repeaters: The Role of Imperfect Local Operations in Quantum Communication," *Physical Review Letters*, vol. 81, pp. 5932-5935, 1998.
- [23] William J. Munro, Koji Azuma, Kiyoshi Tamaki, Kae Nemoto, "Inside Quantum Repeaters," *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 21, no. 3, 2015.
- [24] William J. Munro, Koji Azuma, Kiyoshi Tamaki, Kae Nemoto, "Inside Quantum Repeaters," *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, vol. 21, no. 3, 2015.

- [25] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information* 10th ed, Cambridge University Press, 2011.
- [26] Benjamin, S., Kelly, J., "Solving a wonderful problem," *Nature Mater*, vol. 14, p. 561–563, 2015.
- [27] R. Van Meter and S. J. Devitt, "The Path to Scalable Distributed Quantum Computing," *Computer*, vol. 49, no. 9, pp. 31-42, September 2016.
- [28] Αβρανόπουλος Ηρακλής, "Σημειώσεις μαθήματος Οπτικά Δίκτυα Επικοινωνιών", 2020-2021
- [29] Xu, Dahai and Li, Guangzhi and Ramamurthy, Byrav and Chiu, Angela and Wang, Dongmei and Doverspike, Robert, "SRLG-diverse routing of multiple circuits in a heterogeneous optical transport network," 2011, pp. 180-187.
- [30] "<https://www.fiberoptics4sale.com>," [Online].
- [31] Han Chuen Lim, Akio Yoshizawa, Hidemi Tsuchida, Kazuro Kikuchi, "Wavelength-multiplexed entanglement distribution," *Optical Fiber Technology*, vol. 16, p. 225–235, 2010.
- [32] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, and J. W. Pierce, "Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. B12, pp. 2102-2116, 1995.
- [33] David E. Zelmon, David L. Small, and Dieter Jundt, "Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol. % magnesium oxide-doped lithium niobate," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. B 14, pp. 3319-3322, 1997.
- [34] Cibby Pulikkaseril, Luke A. Stewart, Michaël A. F. Roelens, Glenn W. Baxter, Simon Poole, and Steve Frisken, "Spectral modeling of channel band shapes in wavelength selective switches," *Opt. Express*, vol. 19, pp. 8458-8470, 2011.
- [35] Δ. Γ. Παπαγεωργίου, " "<http://pc164.materials.uoi.gr>," [Online].
- [36] Δ. Γ. Παπαγεωργίου, "<http://pc164.materials.uoi.gr>," [Online].
- [37] Migdall, A., Polyakov, S. V., Fan, J., & Bienfang, J. C. , *Single-photon generation and detection: physics and applications*, Academic Press, 2013.
- [38] M. D. F. J. M. A. & P. S. V. Eisaman, "Invited review article: Single-photon sources and detectors. Review of scientific instrument," vol. 82, no. 7, 2011.

- [39] Ceccarelli, F., Acconcia, G., Gulinatti, A., Ghioni, M., Rech, I., & Osellame, R. , " Recent Advances and Future Perspectives of Single-Photon Avalanche Diodes for Quantum Photonics Applications.," *Advanced Quantum Technologies*, 2020.
- [40] Hall, D., Liu, Y. H., & Lo, Y. H. , "Single photon avalanche detectors: prospects of new quenching and gain mechanisms," *Nanophotonics*, vol. 44, pp. 397-412, 2015.
- [41] Hadfield, R. H. , " Single-photon detectors for optical quantum information applications," *Nature Photonics*, pp. 696-705, 2009.
- [42] "<https://www.gofoton.com/product/single-window-fused-tap-coupler/>," [Online].
- [43] "<https://www.aureatechnology.com/en/products/oem-photon-counter.html>," [Online].
- [44] "<https://www.aureatechnology.com/en/products/tcspc-correlation-module.html>," [Online].
- [45] Στέφανος Τραχανάς, "Κβαντομηχανική ΙΙ", Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Κρήτης 2013