



ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ

**ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ ΚΑΙ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ**

ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

**Διανομή συχνοτήτων αναφοράς μέσω εγκατεστημένων
δικτύων οπτικών ινών**

Θωμάς Α. Νίκας

ΑΘΗΝΑ

ΙΟΥΛΙΟΣ 2019



NATIONAL AND KAPODISTRIAN UNIVERSITY OF ATHENS

**SCHOOL OF SCIENCES
DEPARTMENT OF INFORMATICS AND TELECOMMUNICATIONS**

PROGRAM OF POSTGRADUATE STUDIES

PhD THESIS

**FREQUENCY REFERENCE DISSEMINATION ACROSS DEPLOYED FIBER
NETWORKS**

Thomas A. Nikas

ATHENS

JULY 2019

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Διανομή συχνοτήτων αναφοράς μέσω εγκατεστημένων δικτύων οπτικών ινών

Θωμάς Α. Νίκας

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: Δημήτριος Συβρίδης, Καθηγητής ΕΚΠΑ

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗ ΠΑΡΑΚΟΛΟΥΘΗΣΗΣ:

Δημήτριος Συβρίδης, Καθηγητής ΕΚΠΑ

Αγγελική Αραπογιάννη, Αναπληρώτρια Καθηγήτρια ΕΚΠΑ

Αντώνιος Μπόγρης, Αναπληρωτής Καθηγητής ΠΑΔΑ

ΕΠΤΑΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

(Υπογραφή)

**Δημήτριος Συβρίδης,
Καθηγητής ΕΚΠΑ**

(Υπογραφή)

**Δημήτριος Βαρουτάς,
Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΚΠΑ**

(Υπογραφή)

**Θωμάς Καμαλάκης, Αναπληρωτής
Αναπληρωτής Καθηγητής
Χαροκοπείου Πανεπιστημίου**

(Υπογραφή)

**Άννα Τζανακάκη,
Επίκουρη Καθηγήτρια ΕΚΠΑ**

(Υπογραφή)

**Αντώνιος Μπόγρης,
Αναπληρωτής Καθηγητής ΠΑΔΑ**

(Υπογραφή)

**Σωτήριος Καραμπέτσος,
Επίκουρος Καθηγητής ΠΑΔΑ**

(Υπογραφή)

**Έκτορας Εμμανουήλ Νισταζάκης,
Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΚΠΑ**

Ημερομηνία εξέτασης 16/07/2019

PhD THESIS

Frequency reference dissemination across deployed fiber networks

Thomas A. Nikas

SUPERVISOR: Dimitrios Syvridis, Professor UoA

THREE-MEMBER ADVISORY COMMITTEE:

Dimitrios Syvridis, Professor UoA

Angela Arapoyianni , Associate Professor UoA

Antonios Bogris, Associate Professor UNIWA

SEVEN-MEMBER EXAMINATION COMMITTEE

(Signature)

(Signature)

**Dimitrios Syvridis,
Professor UoA**

**Antonios Bogris,
Associate Professor UNIWA**

(Signature)

(Signature)

**Dimitrios Varoutas,
Associate Professor UoA**

**Sotirios Karabetsos,
Assistant Professor UNIWA**

(Signature)

(Signature)

**Thomas Kamalakis,
Associate Professor UoA**

**Hector Emmanuel Nistazakis,
Associate Professor UoA**

(Signature)

**Anna Tzanakaki,
Assistant Professor UoA**

Examination Date 16/07/2019

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η ακρίβεια και ευστάθεια των συχνοτήτων αναφοράς βελτιώνεται με ταχείς ρυθμούς αποσκοπώντας τόσο στην υποβοήθηση θεμελιωδών πειραμάτων φυσικής, όσο και στη βελτίωση των επιδόσεων σύγχρονων τεχνολογικών εφαρμογών όπως είναι το παγκόσμιο σύστημα εντοπισμού θέσης, ο ακριβής συγχρονισμός τηλεπικοινωνιακών δικτύων και ραδιοτηλεσκοπίων, η συμβολομετρία μεγάλων αποστάσεων και η κβαντική δικτύωση. Ιδιαίτερο επιστημονικό και τεχνολογικό ενδιαφέρον παρουσιάζει η δυνατότητα σύγκρισης των προτύπων συχνότητας που παράγονται από απομακρυσμένες πηγές. Επίσης, ο συγχρονισμός κεραιών ραδιοτηλεσκοπίων και τηλεπικοινωνιακών δικτύων απαιτεί τη μετάδοση συχνοτήτων αναφοράς σε μεγάλες αποστάσεις με εξαιρετική ακρίβεια. Η ακριβέστερη μέθοδος μεταφοράς τέτοιων προτύπων είναι η μετάδοση μέσα από δίκτυο οπτικών ινών. Οι οπτικές ίνες είναι ανθεκτικές σε ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές, και επιπλέον τα χαρακτηριστικά τους δεν μεταβάλλονται ιδιαίτερα λόγω μεταβολών στο περιβάλλον τους, καθώς εγκαθίστανται σε αρκετό βάθος. Εμφανίζουν όμως ευαισθησία του δείκτη διάθλασης και επομένως της ταχύτητας διάδοσης στη θερμοκρασία και τις μηχανικές δονήσεις, η οποία προκαλεί μεταβολές στη φάση των μεταδιδόμενων προτύπων, υποβαθμίζοντας έτσι την ευστάθειά τους. Για τη βελτίωση της ευστάθειας υλοποιείται βρόχος ελέγχου της φάσης, επιστρέφοντας πίσω στον πομπό ένα μέρος του σήματος που φτάνει στο δέκτη.

Σε ζεύξεις μεγάλου μήκους είναι αναγκαία η ύπαρξη ενισχυτών - αναγεννητών, οι οποίοι προλαμβάνουν την υποβάθμιση του σήματος λόγω απωλειών και υπέρθεσης θορύβου. Επίσης, τα εγκατεστημένα δίκτυα οπτικών ινών περιλαμβάνουν έναν αριθμό συνδέσεων και συγκολλήσεων που προκαλούν ανακλάσεις, οι οποίες υποβαθμίζουν την ποιότητα του σήματος επιστροφής και επιβαρύνουν με θόρυβο το σήμα φασικού σφάλματος που χρησιμοποιείται για τον έλεγχο της φάσης. Στα πλαίσια της διατριβής προτάθηκε ένας αμιγώς οπτικός αναγεννητής, ο οποίος εκτός από συντονιζόμενη στο μήκος κύματος μετάδοσης ενίσχυση, πραγματοποιεί αντιγραφή και μεταλλαγή σε άλλο μήκος κύματος του σήματος επιστροφής, ούτως ώστε να είναι δυνατός ο διαχωρισμός του από τις πιθανές ανακλάσεις. Ο αναγεννητής αυτός βασίζεται στις ιδιότητες διπλής εγκλειδωσης με οπτική έγχυση ενός πολύτροπου laser. Προσομοιώθηκε και υλοποιήθηκε πειραματικά, επιτυγχάνοντας διατήρηση της ευστάθειας του μεταδιδόμενου μικροκυματικού προτύπου σε δύο διαδοχικές ζεύξεις οπτικών ινών.

Στη συνέχεια προτάθηκε μια απλή μέθοδος διπλασιασμού της συχνότητας του προτύπου. Οι επιπτώσεις του φασικού θορύβου υποβαθμίζονται, όταν χρησιμοποιείται υψηλότερη συχνότητα προτύπου. Αυτό όμως απαιτεί πιο ακριβούς ηλεκτροπτικούς διαμορφωτές και φωτοδιόδους. Στην προτεινόμενη μέθοδο χρησιμοποιήθηκε ηλεκτροπτική διαμόρφωση πλάτους διπλής πλευρικής με κατασταλαμένο φέρον. Έτσι, η συχνότητα που αναδεικνύεται στο δέκτη είναι διπλάσια της αρχικής, χωρίς να είναι αναγκαία η χρήση διαμορφωτή διπλάσιου εύρους ζώνης. Επίσης, καταργούνται οι χωρικές διαλείψεις που οφείλονται στη χρωματική διασπορά. Η βελτίωση της σχετικής συχνοτικής ευστάθειας του συστήματος επιβεβαιώθηκε πειραματικά.

Ως λογικό επακόλουθο της προηγούμενης μεθόδου, εξετάστηκε αν θα ήταν εφικτή η μετάδοση χιλιοστομετρικών ή και στην περιοχή των THz συχνοτήτων αναφοράς. Το αποτέλεσμα αυτής της προσπάθειας ήταν ένας οπτικο-ηλεκτρονικός διαιρέτης συχνοτήτων που δεν απαιτεί μεγάλο εύρος ζώνης εξαρτήματα, δεν εισάγει επιπλέον φασικό θόρυβο και είναι ικανός να υποβιβάσει τις υψηλές αυτές συχνότητες, διαιρώντας τις με κλασματικό λόγο. Με τον τρόπο αυτό παρέχεται ευελιξία στην επιλογή της τελικής συχνότητας του λαμβανόμενου προτύπου, η οποία διατηρεί την ευστάθεια της υψηλής συχνότητας αναφοράς που μεταδόθηκε. Η ευστάθεια και ο χαμηλός φασικός θόρυβος της τοπικά στο δέκτη παραγόμενης συχνότητας πιστοποιήθηκε με πειραματικές

μετρήσεις. Ο οπτικο-ηλεκτρονικός κλασματικός διαιρέτης παρέχει επίσης τη δυνατότητα σύνθεσης μικροκυματικών και χιλιοστομετρικών συχνοτήτων. Οι συχνότητες των παραγόμενων ηλεκτρικών συχνοτήτων ρυθμίζονται με εξαιρετικά μικρό βήμα σύνθεσης από τον κλασματικό λόγο διαίρεσης. Σε αντίθεση με άλλες τεχνικές οπτικο-ηλεκτρονικής σύνθεσης συχνοτήτων, όλες οι ενδιάμεσες συχνότητες που απαιτούνται για τη λειτουργία του συνθέτη είναι κλειδωμένες στην συχνοτική απόσταση των τόνων αναφοράς.

Μια άλλη κατηγορία μεθόδων επικεντρώνονται στη διόρθωση του φασικού σφάλματος της μετάδοσης αποκλειστικά στο δέκτη. Τέτοια συστήματα μονόδρομης μετάδοσης, βασίζονται στην εξάρτηση της διασποράς των οπτικών ινών από τη θερμοκρασία. Η φασική σύγκριση δύο αντιτύπων του προτύπου σε απομακρυσμένα μήκη κύματος αναδεικνύει το σήμα σφάλματος, το οποίο χρησιμοποιείται για να σταθεροποιηθεί το βρόχο. Το πρόβλημα με την τεχνική αυτή είναι η χαμηλή ευαισθησία της, η οποία βελτιώνεται δραματικά με την χρήση οπτικών συχνοτικών προτύπων. Για να εξαχθεί το φασικό σφάλμα, θα πρέπει να γεφυρωθεί το συχνοτικό χάσμα μεταξύ των οπτικών φερόντων και για το σκοπό αυτό στα πλαίσια της διατριβής προτάθηκαν δύο λύσεις. Η πρώτη μεταδίδει μια οπτική κτένα αποτελούμενη από τρεις απομακρυσμένους τόνους. Στο δέκτη, οι τόνοι εισέρχονται σε οπτικό ενισχυτή ευαίσθητο στη φάση, όπου η φασική σχέση μεταξύ των τόνων επιδρά στο κέρδος του παραμετρικού αυτού ενισχυτή ο οποίος μεταφράζει τη σχετική φασική μεταβολή που επιβάλλεται κατά τη μετάδοση λόγω μεταβολής της θερμοκρασίας της ίνας σε μεταβολή της ισχύος των δύο ακραίων τόνων, αναδεικνύοντας έτσι το φασικό σφάλμα. Η δεύτερη μέθοδος εκπέμπει τους ίδιους τρεις συχνοτικά ισαπέχοντες τόνους και γεφυρώνει το χάσμα στο δέκτη διαμορφώνοντας τον μεσαίο τόνο με διαμόρφωση φάσης υψηλού βάθους. Η διαμορφούσα συχνότητα παράγεται τοπικά στο δέκτη και δεν χρειάζεται να είναι υψηλής ευστάθειας καθώς ο φασικός της θόρυβος εμφανίζεται ως θόρυβος κοινού τρόπου στη φασική σύγκριση. Η ευαισθησία του προτεινόμενου συστήματος είναι ταυτόσημη με αυτή του ευαίσθητου στη φάση οπτικού ενισχυτή, χρησιμοποιώντας όμως κατά πολύ χαμηλότερη οπτική ισχύ. Η ιδιότητα αυτή είναι ιδιαίτερα επιθυμητή σε εφαρμογές συγχρονισμού κβαντικών οπτικών δικτύων.

ΘΕΜΑΤΙΚΗ ΠΕΡΙΟΧΗ: Μετάδοση προτύπων συχνότητας

ΛΕΞΕΙΣ ΚΛΕΙΔΙΑ: Ευστάθεια προτύπων συχνότητας, δίκτυα οπτικών ινών, εγκλειδωση με οπτική έγχυση, διαίρεση οπτικών συχνοτήτων, σταθεροποίηση φάσης.

ABSTRACT

The precision and stability of frequency standards is rapidly improving aiming to boost experiments in fundamental physics and leverage the performance of technologies such as global positioning system, telecommunication networks and radio telescope array synchronization, long baseline interferometry and quantum networking. The possibility of comparing frequency standards produced from distant sources is of special scientific and technological interest. Furthermore, the synchronization of radio telescope antennas and telecommunication networks require the transmission of frequency standards at long distances with great accuracy and stability. The most accurate method to achieve this is the transmission of the standards through optical fibers. Optical fibers are immune to electromagnetic interference and being buried underground are less delicate to environmental perturbations. Nevertheless, the refraction index and consequently the group delay depend on temperature and mechanical stress and phase instability is observed at the receiver during temperature and stress fluctuations. Control loops are implemented to control the transmission imposed phase shifts by redirecting a portion of the received signal back to the transmitter.

Amplifiers – regenerators are employed in long distance links to prevent excessive noise accumulation and preserve the signal quality. Moreover, deployed optical networks include fiber connections or splices causing back – reflections which deteriorate the back – propagating signal and impose noise to the phase error signal used for closing the control loop. In the context of this work, an all optical signal regenerator is proposed which not only resonantly amplifies the incoming wavelength but also provides wavelength conversion for the back - propagating signal to distinguish it from the reflections. The regenerator is based on dual mode injection locked laser. The laser operation was simulated and the regenerated signal stability was experimentally verified in a cascade link of two fiber spans.

A simple method for doubling the microwave frequency standard was proposed next. The stability of the standard is less affected by phase noise if higher frequency is used. This requires more expensive modulators and photodiodes. If double sideband suppressed carrier modulation is employed, the frequency is doubled at the receiver end without using a wide bandwidth electro-optical modulator. Moreover, the dispersion induced spatial fading is vanished using this modulation format. The improvement in the fractional stability of the received frequency standard was experimentally verified.

Following the achievements of the previous method, the feasibility of transferring even higher, mmwave or THz frequencies was investigated. The outcome of this effort was an opto-electronic frequency divider which does not require high bandwidth components, does not impose excessive phase noise and is capable to downscale those high frequencies using fractional frequency division. In this way, any desirable final electrical frequency can be selected, preserving the stability of the higher reference frequency transmitted through the link. The stability and low phase noise characteristics of the lower frequency produced at the receiver was experimentally verified. This divider also provides the possibility of synthesizing high microwave and mmwave frequencies. The synthesized electrical frequencies are tuned with high resolution by properly selecting the division ratio. Unlike other optoelectronic frequency synthesizers, all the required intermediate frequencies are locked to the high stability reference frequency.

Another category of frequency standard dissemination schemes focuses on the phase error compensation at the receiver. Those methods are based on the temperature dependence of the fiber dispersion. Employing phase comparison of two copies of the standard which are transmitted at distant wavelengths, the transmission induced phase

noise can be estimated and corrected. The problem with this technique is its much lower sensitivity compared to the round trip method. The sensitivity can be greatly improved using optical frequency standards but the vast frequency gap between optical frequencies must be somehow bridged in order to acquire the phase error. So, two solutions have been proposed in this work. In the first one, a three tone reference comb is transmitted. At the receiver, the optical tones are inserted into a phase sensitive amplifier, in which the phase relation between the tones affects the gain of the amplifier and so translates the temperature induced phase drift into output power fluctuations and finally to phase error voltage. The second one uses the same three tones at the transmitter and bridges the frequency gap at the receiver by phase modulating the central tone with high modulation depth. The modulating electrical frequency is produced at the receiver and is not required to be of high stability as its phase noise manifests as common mode in the phase error extraction process. The sensitivity of this method is the same with the previous one and is achieved using much lower optical power. This feature is very desirable in quantum network synchronization.

SUBJECT AREA: Frequency standard transfer

KEYWORDS: Frequency stability, optical fiber networks, optical injection locking, optical frequency division, phase stabilization.

Στον Τάσο, τον Παναγιώτη, τους γονείς, τη σύζυγο και τα παιδιά μου

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η εκπόνηση διδακτορικής διατριβής απαιτεί κόπο, επιμονή και αφοσίωση σε μεγάλο βαθμό. Καθοριστικό ρόλο για να ανταπεξέλθει κανείς σε αυτήν την προσπάθεια παίζει το κίνητρο που τον ωθεί να αναλάβει αυτό το επίπονο έργο. Για μένα λοιπόν, το σημαντικότερο κίνητρο για την ενασχόλησή μου γενικότερα με την επιστήμη και ειδικότερα για την εκπόνηση της παρούσας διατριβής είναι η αδιάκοπη περιέργεια. Όταν η θεμελιώδης αυτή ώθηση μπολιάζεται με τη γνώση και τις εμπειρίες που προσφέρει η συνεργασία, η άμιλλα και οι άριστες σχέσεις μέσα σε μια ερευνητική ομάδα, τότε η επίπονη προσπάθεια γίνεται δημιουργία και οδηγεί στη χαρά της κατανόησης.

Την ομάδα αυτή θα ήθελα θερμά να ευχαριστήσω και φυσικά πρωτίστως τον επιβλέποντα καθηγητή κ. Δημήτριο Συβρίδη για την εμπιστοσύνη που επέδειξε στο πρόσωπό μου, καλώντας με να συμμετάσχω σε ερευνητικό πρόγραμμα που απετέλεσε το έναυσμα για την ενασχόλησή μου με το θέμα της διατριβής. Η αμέριστη στήριξη και ενθάρρυνσή του ήταν καθοριστικές για το αποτέλεσμα. Σε αυτόν οφείλω την μύηση στην επιστημονική αρθρογραφία.

Αρωγός και συνοδοιπόρος στην προσπάθεια ήταν ο φίλος και συνεργάτης κ. Αντώνης Μπόγγρης. Τον ευχαριστώ θερμά για την ενθάρρυνση που μου παρείχε και την καθοριστική συμβολή του στο επιστημονικό πεδίο. Οι συζητήσεις μας είναι από τις πιο ευχάριστες αναμνήσεις αυτής της διαδρομής.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω ιδιαίτερα τους εκλεκτούς φίλους και συνεργάτες Βαγγέλη Πικάση, Νίκο Ράπτη και Σωτήρη Καραμπέτσο για την καθημερινή σχεδόν συνεργασία και ανταλλαγή απόψεων πάνω σε διάφορα επιστημονικά και τεχνολογικά θέματα, η οποία με ώθησε να ενημερωθώ και να εμβαθύνω σε αυτά, δίνοντας μου μεγαλύτερο ενδιαφέρον για την εκπόνηση της διατριβής. Ευχαριστώ επίσης τους φίλους και συνεργάτες, Α. Φράγκο, Χ. Σίμο και Η. Σίμο, Σ. Τσίντζο, Π. Τσότση, Χ. Μεσσαριτάκη, Χ. Χαϊντούτη, Γ. Στούμπη, Ε. Γρίβα, Μ. Ακριώτου, Μ. Μερτίρη, Τ. Γιώτα, Μ. Καβρουλάκη και Ζ. Μπούσμπουρα.

Ευχαριστώ από βάθους καρδιάς τους δικούς μου ανθρώπους, τη σύζυγό μου Μαρίνα και τα παιδιά μου Αθανασία και Αντώνη, για την υποστήριξη και κατανόηση που έδειξαν. Ένα μεγάλο ευχαριστώ στους εκλιπόντες γονείς μου, Θανάση και Γεωργία, το ήθος των οποίων αποτελεί παράδειγμα ζωής για μένα. Η φιλομάθειά τους μου εμφύσησε την αγάπη για τη γνώση.

Τέλος, θέλω θερμότατα να ευχαριστήσω δύο ξεχωριστούς ανθρώπους, η παρουσία των οποίων ήταν καθοριστική για την εξέλιξή μου ως ανθρώπου και ως επιστήμονα. Ο πρώτος είναι ο εκλιπών αδελφός της μητέρας μου, Τάσος Ξανθάκος, καθηγητής φυσικής στο λύκειο Γυθείου Λακωνίας, ο οποίος με την θέρμη και το παράδειγμά του με οδήγησε να σπουδάσω την επιστήμη της φυσικής. Ο δεύτερος, είναι ο πρόωρα εκλιπών αδελφικός φίλος και συμφοιτητής Παναγιώτης Κουκουλάς, ένας αδαμάντινος χαρακτήρας και λαμπρό επιστημονικό μυαλό, με τον οποίο μοιραζόμασταν τις σκέψεις και τις ερευνητικές ανησυχίες μας και πάντα με παρακινούσε να εκπονήσω διδακτορική διατριβή.

ΛΙΣΤΑ ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΩΝ

- 1) Nikas, T., Bogris, A., & Syvridis, D. (2015). "Two-mode injection-locked FP laser receiver: a regenerator for long-distance stable fiber delivery of radio-frequency standards". *Optics Letters*, 40(6), 886-889.
- 2) Nikas, T., Bogris, A., & Syvridis, D. (2015, June). "An Optical Regenerator for Long Distance Stable Fiber Delivery of Radio Frequency Standards Based on Two Mode Injection Locked FP Lasers", in *The European Conference on Lasers and Electro-Optics* (p. CI_5_3). Optical Society of America.
- 3) Bogris, A., Syvridis, D., Fragkos, A., Nikas, T., Simos, H., & Elsässer, W. (2016, July). "Optical injection in semiconductor lasers: Physics and applications", in *2016 18th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)* (pp. 1-4). IEEE.
- 4) Nikas, T., Bogris, A., & Syvridis, D. (2017). "Double sideband suppressed carrier modulation for stable fiber delivery of radio frequency standards", *Optics Communications*, 382, 182-185.
- 5) Bogris, A., Nikas, T., & Slavik, R. (2018, September). "Towards One-Way Fibre-Based Frequency Dissemination Enabled by Phase Sensitive Amplification Receivers", in *2018 European Conference on Optical Communication (ECOC)* (pp. 1-3). IEEE.
- 6) Nikas, T., Pikasis, E., Bogris, A., & Syvridis, D. (2018, September). "An Optoelectronic PLL Synthesizer with Optical Comb Reference", in *2018 European Conference on Optical Communication (ECOC)* (pp. 1-3). IEEE.
- 7) Nikas, T., Pikasis, E., Bogris, A., & Syvridis, D. (2019). "A Microwave Optoelectronic PLL Synthesizer Based on Optical Comb Reference," in *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 31, no. 8, pp. 623-626, April 15, 2019.
- 8) Bogris, A., Nikas, T., & Slavík, R. (2019). "Towards precise one-way fiber-based frequency dissemination using phase-sensitive amplification", *Optics letters*, 44(3), 550-553.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1. ΕΠΙΣΚΟΠΗΣΗ ΤΩΝ ΠΡΟΤΥΠΩΝ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ	39
1.1 Εισαγωγή	39
1.1.1 Ορισμός θεμελιωδών φυσικών μονάδων	39
1.1.2 Θεμελιώδης έρευνα στη Φυσική	40
1.1.3 Τα συχνοτικά πρότυπα στη γεωδαισία	41
1.1.4 Τα συχνοτικά πρότυπα στη μέτρηση της έντασης πεδίου βαρύτητας	41
1.1.5 Εφαρμογές των συχνοτικών προτύπων στη βασική αστρονομία	42
1.1.6 Εφαρμογές των συχνοτικών προτύπων στην κβαντική δικτύωση	42
1.2 Η ανάγκη μετάδοσης των συχνοτικών προτύπων	43
1.2.1 Σύγκριση και συγχρονισμός ρολογιών	43
1.2.2 Συγχρονισμός συχνοτήτων σε συστοιχίες κεραιών	43
1.2.3 Συγχρονισμός συχνοτήτων σε επιταχυντές	44
1.2.4 Συγχρονισμός κβαντικών δικτύων	44
1.3 Πηγές χρονικών και συχνοτικών προτύπων	45
1.3.1 Πηγές μικροκυματικών συχνοτικών προτύπων	45
1.3.2 Πηγές οπτικών συχνοτικών προτύπων	50
1.3.3 Οπτικές συχνοτικές κτένες	51
1.3.4 Σταθεροποίηση των οπτικών κτενών	53
1.4 Μέθοδοι μετάδοσης και διανομής συχνοτικών προτύπων	54
1.4.1 Οπτική μετάδοση συχνοτικών προτύπων στον ελεύθερο χώρο	54
1.4.2 Μετάδοση συχνοτικών προτύπων με ομοαξονικά καλώδια	56
1.4.3 Μετάδοση συχνοτικών προτύπων μέσω δορυφόρων	57
2. ΟΡΙΣΜΟΙ ΜΕΓΕΘΩΝ ΚΑΙ ΣΧΕΣΕΙΣ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ	59
2.1 Βασικά μεγέθη και μετρικές	59
2.1.1 Συχνοτική ευστάθεια	59
2.1.2 Χαρακτηρισμός στο πεδίο των συχνοτήτων	62
2.1.3 Χαρακτηρισμός στο πεδίο του χρόνου	66
2.1.4 Μετατροπές μεταξύ χρονικών και φασματικών μετρικών	70
2.1.5 Διαστήματα εμπιστοσύνης των $\sigma^2_{\gamma}(t)$ και $\text{Mod } \sigma^2_{\gamma}(t)$	71
2.1.6 Φασικός θόρυβος και χρονικές διακυμάνσεις	73
3. ΜΕΘΟΔΟΙ ΔΙΑΝΟΜΗΣ ΣΥΧΝΟΤΙΚΩΝ ΠΡΟΤΥΠΩΝ ΜΕ ΟΠΤΙΚΕΣ ΙΝΕΣ ..	75
3.1 Θεμελιώδεις και τεχνικοί περιορισμοί	76
3.2 Οπτικές τεχνικές φασικής διευκρίνισης	80
3.3 Αρχές αντιστάθμισης του φασικού θορύβου κατά τη μετάδοση	81
3.3.1 Διευκρίνιση φάσης κατά τη μετάδοση μετ' επιστροφής	81
3.3.2 Διεργασίες επιβολής θορύβου, εύρος ζώνης και δυναμική περιοχή	83
3.4 Πειραματικά σχήματα μετάδοσης συχνοτικών προτύπων	85
3.5 Μετάδοση μικροκυματικών προτύπων με διαμόρφωση laser συνεχούς κύματος. ...	87
3.6 Μετάδοση οπτικών συχνοτικών προτύπων	90
3.6.1 Αντιστάθμιση του επιβαλλόμενου κατά την οπτική μετάδοση φασικού θορύβου.	90
3.7 Μετάδοση συχνοτικών προτύπων με οπτικές κτένες.	93
3.7.1 Μετάδοση οπτικής κτένας χωρίς αντιστάθμιση: Οι επιπτώσεις της διασποράς	94

3.7.2 Μετάδοση οπτικής κτένας με αντιστάθμιση επεμβαίνοντας στην καθυστέρηση ομάδας
97

3.8	Μονόδρομη μετάδοση με οπτικές ίνες.....	100
3.9	Ανοικτά θέματα και λύσεις που προτάθηκαν	102
3.10	Συμπεράσματα.....	105
4.	ΒΑΣΙΚΟ ΣΥΣΤΗΜΑ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΚΑΙ ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΑΚΕΣ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ ...	107
4.1	Βασικό σύστημα αμφίδρομης μετάδοσης και σταθεροποίησης.....	107
4.2	Παραγωγή μικροκυματικών συχνοτικών προτύπων.....	108
4.3	Συστήματα μέτρησης της απόκλισης Allan και του φασικού θορύβου	109
4.4	Ενεργοποιητές αντιστάθμισης φασικού σφάλματος.....	114
4.5	Σύστημα μετάδοσης μικροκυματικού προτύπου αναφοράς	119
4.6	Συμπεράσματα.....	121
5.	ΟΠΤΙΚΗ ΑΝΑΓΕΝΝΗΣΗ	123
5.1	Η ανάγκη οπτικής αναγέννησης.....	123
5.1.1	Η επίδραση των ανακλάσεων στην ποιότητα του σήματος	123
5.1.2	Υποβάθμιση από τη διασπορά πολωτικής κατάστασης	123
5.1.3	Μέθοδοι αντιμετώπισης των ανακλάσεων.	124
5.2	Ο προτεινόμενος οπτικός αναγεννητής	124
5.3	Αρχή λειτουργίας της διπλής εγκλειδωσης Fabry-Pérot laser.....	125
5.3.1	Θεωρητική μελέτη της δίτροπης εγκλειδωσης πολύτροπου laser με έγχυση.	125
5.3.2	Αριθμητική ανάλυση	128
5.3.3	Προσομοιώσεις διπλά εγκλειδωμένου laser και αποτελέσματα	130
5.4	Αρχή λειτουργίας του προτεινόμενου οπτικού αναγεννητή	132
5.4.1	Η πειραματική διάταξη.....	133
5.5	Ο οπτικός αναγεννητής σε εγκατεστημένο δίκτυο πόλης.....	138
5.6	Συμπεράσματα.....	148
6.	ΟΠΤΙΚΗ ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΔΙΠΛΗΣ ΠΛΕΥΡΙΚΗΣ ΜΕ ΚΑΤΕΣΤΑΛΜΕΝΟ ΦΕΡΟΝ.....	151
6.1	Η ανάγκη χρήσης υψηλότερων συχνοτήτων.....	151
6.2	Το πρόβλημα της διασποράς.	151
6.3	Η διαμόρφωση DSB-SC.....	152
6.4	Πειραματικά αποτελέσματα.....	154
6.5	Συμπεράσματα.....	158
7.	ΒΕΛΤΙΩΜΕΝΗ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑ ΜΕ ΟΠΤΙΚΗ ΔΙΑΙΡΕΣΗ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ.....	159

7.1	Χρήση χιλιοστομετρικών συχνοτήτων.	159
7.2	Ο οπτικο-ηλεκτρονικός διαιρέτης συχνοτήτων.	160
7.3	Πειραματική διάταξη και αποτελέσματα.	162
7.4	Οπτικο-ηλεκτρονικός συνθέτης συχνοτήτων.	165
7.5	Συμπεράσματα	175
8.	ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΦΑΣΙΚΟΥ ΣΦΑΛΜΑΤΟΣ ΣΕ ΜΟΝΟΔΡΟΜΗ ΜΕΤΑΔΟΣΗ..	177
8.1	Μονόδρομη φασική διευκρίνιση με οπτικό ενισχυτή ευαίσθητο στη φάση	184
8.2	Μονόδρομη φασική διευκρίνιση με οπτική κτένα στο δέκτη.	190
8.3	Συμπεράσματα	194
9.	ΣΥΝΟΨΗ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ.....	197
	ΣΥΝΤΜΗΣΕΙΣ – ΑΡΚΤΙΚΟΛΕΞΑ – ΑΚΡΩΝΥΜΙΑ	199
	ΑΝΑΦΟΡΕΣ	203

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 1.1: Ποιοτική απεικόνιση της ακρίβειας και ευστάθειας συχνότητας. Πηγή: https://www.nist.gov/pml/time-and-frequency-division/popular-links/time-frequency-z	39
Σχήμα 1.2: Η σχετική συχνοτική αστάθεια για τα σήματα των PHARAO, SHM και ACES. Πηγή: https://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/i/iss-aces-pharao	41
Σχήμα 1.3: Η διάταξη του συστήματος διανομής σημάτων χρονισμού του Ευρωπαϊκού XFEL. Το συνολικό μήκος της οπτικής ίνας διανομής που χρησιμοποιεί είναι 3,5 km. Πηγή: Αναφορά [12].	44
Σχήμα 1.4: Αρχή λειτουργίας maser υδρογόνου. Πηγή: Wikipedia.....	46
Σχήμα 1.5: Ενεργό maser υδρογόνου παράγει ηλεκτρικά σήματα με τυπικές τιμές συχνότητας. Πηγή: https://www.nist.gov/pml/time-and-frequency-division/popular-links/time-frequency-z	46
Σχήμα 1.6: Ταλαντωτής δέσμης καισίου. Ο βρόχος ελέγχου παράγει τυπικές τιμές συχνότητας και χρόνου. Πηγή: https://www.nist.gov/pml/time-and-frequency-division/popular-links/time-frequency-z	47
Σχήμα 1.7: Αρχή λειτουργίας συντριβανιού ατόμων καισίου. Πηγή: https://www.nist.gov/pml/time-and-frequency-division/popular-links/time-frequency-z	49
Σχήμα 1.8: Ο ταλαντωτής ρουβιδίου. Πηγή: https://www.nist.gov/pml/time-and-frequency-division/popular-links/time-frequency-z	50
Σχήμα 1.9: Αναπαράσταση της οπτικής συχνοτικής κτένας στα πεδία χρόνου και συχνοτήτων. Στο πεδίο του χρόνου, εικονίζεται η ολίσθηση του μεγίστου της συχνότητας του οπτικού φέροντος από το μέγιστο του παλμού κατά μήκος της παλμοσειράς.....	52
Σχήμα 1.10: Η μετατόπιση συχνότητας της περιβάλλουσας του φέροντος f_0 υπολογίζεται από τη διαφορά οπτικών συχνοτήτων του τρόπου n από τον τρόπο $2n$	52
Σχήμα 1.11: Σύστημα μετάδοσης ελεύθερου χώρου και μέτρησης των ατμοσφαιρικών διαταραχών (από την αναφορά [67]).	55
Σχήμα 1.12: Πειραματική διάταξη της μετάδοσης συχνοτικού προτύπου στον ελεύθερο χώρο με τη χρήση οπτικής κτένας. Η σταθεροποίηση της μετάδοσης επιτυγχάνεται με συζυγή παθητική φασική διόρθωση (passive phase conjugation). Από την αναφορά [68].	56
Σχήμα 1.13: Το σύστημα γένεσης και διανομής συχνοτήτων αναφοράς για το σταθμό DSS της ESA στη New Norcia.	56
Σχήμα 1.14: Οι δύο μέθοδοι καθορισμού του χρόνου μέσω δορυφόρων, α) Απευθείας εκτίμηση από ένα μόνο δορυφόρο και β) με ανταλλαγή μηνυμάτων μεταξύ επίγειων ρολογιών μέσω δορυφόρου σε κοινή θέα.....	58
Σχήμα 2.1: Η τάση εξόδου μιας ιδανικής πηγής συχνοτικού προτύπου.....	60
Σχήμα 2.2: Η τάση εξόδου μιας θορυβώδους πηγής	60
Σχήμα 2.3: Η φασματική πυκνότητα ισχύος ενός θορυβώδους σήματος.	61
Σχήμα 2.4: Τα χαρακτηριστικά θορύβων φάσης (PM) και συχνότητας (FM) μιας πηγής.....	65

Σχήμα 2.5: Τα χαρακτηριστικά θορύβου πλάτους (AM) μιας πηγής.....	66
Σχήμα 2.6: Ο υπολογισμός του y_i για την επικαλυπτόμενη διασπορά Allan με $n=2$	67
Σχήμα 2.7: Οι κλίσεις των $\sigma_y^2(\tau)$ και $\text{Mod } \sigma_y^2(\tau)$ για τους πέντε τύπους θορύβου.	68
Σχήμα 2.8: Υπολογισμός των x_i και y_i' για την τροποποιημένη διασπορά Allan και $n=3$	69
Σχήμα 2.9: Ο λόγος της τροποποιημένης προς την κλασική διασπορά Allan, $R(n)=\text{Mod } \sigma_y^2(\tau)/\sigma_y^2(\tau)$, ως συνάρτηση του n , $\tau=n\cdot\tau_0$	69
Σχήμα 3.1: a) Το φάσμα φασικού θορύβου ενός laser εγκλειδωμένου τόπου που παράγει βραχείς οπτικούς παλμούς (fs) μέσης ισχύος 2 mW. Η έξοδος του laser διαχωρίζεται σε δύο ίσα μέρη και οδηγείται σε ίδιους φωτοφωρατές, οι έξοδοι των οποίων συγκρίνονται φασικά στις αρμονικές της συχνότητας επανάληψης παλμών των 10 GHz ώστε να προκύψει το φάσμα φασικού θορύβου. Κάτω από το 1 kHz, ο θόρυβος των μικροκυματικών ενισχυτών έχει τα χαρακτηριστικά θορύβου flicker 1/f. Μεταξύ 100 Hz και 1 kHz παρατηρούνται απότομες εξάρσεις θορύβου που οφείλονται στη μετατροπή θορύβου πλάτους σε φάση, ενώ πάνω από τα 10 kHz το φάσμα σταθεροποιείται στο επίπεδο του λευκού φασικού θορύβου που προκύπτει από τη συνεισφορά του θερμικού και του θορύβου βολής. b) Τα όρια του θερμικού θορύβου και του θορύβου βολής απεικονίζονται σε συνάρτηση με την προσπίπτουσα στη φωτοδίοδο οπτική ισχύ. Το φάσμα και των δύο τύπων θορύβου εμφανίζει χαρακτηριστικά λευκού θορύβου φάσης, με πλάτος ανεξάρτητο της συχνότητας του φέροντος. Επομένως, όταν χρησιμοποιείται υψηλή τέτοια συχνότητα, οι σχετικές συνεισφορές των θορύβων αυτών στη συχνοική αστάθεια και στο σφάλμα χρονισμού μειώνονται αντίστοιχα. Πηγή: Αναφορά [98].....	77
Σχήμα 3.2: Η αρχή λειτουργίας ενός τυπικού συστήματος αντιστάθμισης του φασικού θορύβου που προστίθεται κατά τη μετάδοση συχνοτικών και χρονικών προτύπων μέσα από οπτική ίνα. Ένας ανακλαστήρας στο δέκτη ανακλά μερικώς το οπτικό σήμα προς τον πομπό. Η ακριβής σύγκριση των φάσεων ανάμεσα στο εκπεμπόμενο και επιστρέφον πρότυπο, επιτρέπει στον ενεργοποιητή διπλής διέλευσης να αντισταθμίζει τις φασικές διαταραχές που υπεισέρχονται κατά τη μετάδοση. Πηγή: Αναφορά [98].	82
Σχήμα 3.3: Πειραματικά σχήματα μετάδοσης συχνοτικών προτύπων με οπτικές ίνες. a) Ενεργά αντισταθμισμένη μετάδοση μικροκυματικής αναφοράς που διαμορφώνει άμεσα το ρεύμα πόλωσης ενός διοδικού laser, b) άμεση μεταφορά οπτικής συχνοτικής αναφοράς με σταθεροποίηση της οπτικής φάσης, c) ταυτόχρονη μετάδοση οπτικής και μικροκυματικής συχνοτικής αναφοράς με οπτική κτένα. Για την ενεργό αντιστάθμιση μπορεί να χρησιμοποιηθεί είτε το οπτικό είτε το μικροκυματικό μέρος του σήματος επιστροφής. Πηγή: Αναφορά [98].....	85
Σχήμα 3.4: Η αστάθεια ενός μικροκυματικού προτύπου που επιβαίνει στην ένταση οπτικού φέροντος και διαδίδεται σε μήκος ίνας μόλις 2 m (πράσινο) και μέσα από την ίνα BRAN (κόκκινο). Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν με μετάθεση κατά 10 kHz του εκπεμπόμενου προτύπου και σύγκρισή του με το επιστρέφον. Παρατίθεται επίσης η αστάθεια ενός maser υδρογόνου του NIST, κλειδωμένου σε αναφορά καισίου (μαύρο) για λόγους σύγκρισης. Πηγή: Αναφορά [98].....	88

Σχήμα 3.5: Η φασματική ανάλυση Fourier του εύρους γραμμής της ετερόδυνης συμβολής της αρχικής δέσμης laser πριν τον AOM και του επιστρέφοντος από το δέκτη φωτός. Χωρίς αντιστάθμιση το εύρος γραμμής διαπλάτνεται από την ίνα στα 2 kHz περίπου. Το ένθετο παρουσιάζει το σήμα συμβολής με μικρό εύρος 1 kHz και μεγάλη ανάλυση 0,048 Hz μετά την ενεργοποίηση του συστήματος αντιστάθμισης της φάσης όπου είναι φανερή η βελτίωση του επιπέδου θορύβου κατά 7 dB. Πηγή: Αναφορά [136].92

Σχήμα 3.6: Μετρήσεις σχετικής ολίσθησης συχνότητας μεταξύ του εκπεμπόμενου και επιστρέφοντος οπτικού σήματος a) χωρίς αντιστάθμιση φασικού θορύβου και b) με ενεργοποιημένο το σύστημα αντιστάθμισης. Και στις δύο περιπτώσεις ο χρόνος πύλης του συχνομέτρου είναι 1 s. Η απόκλιση Allan φαίνεται στο c) και για τις δύο περιπτώσεις. Πηγή: Αναφορά [136].93

Σχήμα 3.7: Η αστάθεια της μεταδιδόμενης συχνότητας επανάληψης παλμών της κτένας εκτιμάται με τη μέτρηση του τόνου των 10 kHz που προκύπτει από τη μίξη μεταξύ του συχνοτικά μετατοπισμένου κατά την ίδια τιμή πρωτότυπου σήματος και του σήματος επιστροφής. SSB gen: Γεννήτρια SSB, VOA: Variable Optical Attenuator, μεταβλητός οπτικός εξασθενητής. Πηγή: Αναφορά [141].94

Σχήμα 3.8: a) Η απόκλιση Allan του μεταδιδόμενου μέσω οπτικής κτένας μικροκυματικού προτύπου στην ίνα BRAN χρησιμοποιώντας μεταβλητό εύρος ζώνης και μέση οπτική ισχύ στο φωτοδέκτη. Η χαμηλότερη αστάθεια παρατηρείται με το στενότερο εύρος ζώνης το οποίο παρέχει ικανοποιητικό λόγο σήματος προς θόρυβο με τη μικρότερη οπτική ισχύ. Το επίπεδο θορύβου που μετράται χρησιμοποιώντας ένα μικρό κομμάτι ίνας, είναι το ίδιο σε όλες τις περιπτώσεις. b) Το φάσμα της παλμοσειράς για τις τρεις περιπτώσεις εγκλειδωσης τρόπων που χρησιμοποιήθηκαν στο a). Πηγή: Αναφορά [141].95

Σχήμα 3.9: Για την αντιστάθμιση του φασικού θορύβου που εισάγεται κατά τη μετάδοση της συχνότητας επανάληψης παλμών της οπτικής κτένας, αρχικά μετράται ο φασικός αυτός θόρυβος αναμειγνύοντας την 81^η αρμονική (7,84 GHz) που παράγουν σε φωτοδίοδο οι οπτικοί παλμοί που φτάνουν στο δέκτη με ένα μέρος της ισχύος εξόδου του laser, το οποίο μετά από φωτοφώραση χρησιμεύει ως αναφορά. Το σήμα σφάλματος που προκύπτει εφαρμόζεται σε ρυθμιζόμενη γραμμή καθυστέρησης (adjustable delay line) μετά από φιλτράρισμα και ενίσχυση. Ως ίνα μετάδοσης χρησιμοποιείται είτε η ίνα BRAN είτε ίνα DSF. Ένας αναλυτής FFT εκτελεί τη φασματική ανάλυση του εντός εύρους ζώνης βρόχου ελέγχου φασικού σφάλματος ενώ η εκτός εύρους ζώνης αστάθεια μετράται από τη σύγκριση της 8^{ης} αρμονικής (774 MHz), με τρόπο αντίστοιχο του σχήματος 3.7. Πηγή: Αναφορά [142].97

Σχήμα 3.10: Η απόκλιση Allan χωρίς και με σταθεροποίηση της ζεύξης που μεταδίδει οπτική κτένα μέσω ίνας DSF ή της ίνας BRAN με αντιστάθμιση της διασποράς (ίνα DCF). Ο βρόχος σταθεροποίησης μειώνει το φασικό θόρυβο στο επίπεδο υποβάθρου, το οποίο προκύπτει με την αντικατάσταση των ινών μετάδοσης από ένα μικρό κομμάτι ίνας. Πηγή: Αναφορά [142].99

Σχήμα 3.11: a) Η ενεργός φασματική πυκνότητα της διακύμανσης χρονισμού (αριστερός άξονας) και ο αντίστοιχος φασικός θόρυβος μονής πλευρικής (δεξιός άξονας) της 81^{ης} αρμονικής, όπως μετρήθηκε στην ενεργά σταθεροποιημένη και αντισταθμισμένη ως προς τη διασπορά ίνα BRAN. b) Η ολοκληρωμένη ενεργός διακύμανση χρονισμού της ίνας BRAN πάνω σε εύρος ζώνης από 1 Hz έως f_h , ως προς f_h . Το υπόβαθρο θορύβου μετρήθηκε αντικαθιστώντας την ίνα μετάδοσης με ένα μικρό κομμάτι ίνας. Πηγή: Αναφορά [142]. 100

Σχήμα 3.12: Η πειραματική διάταξη για τη μονόδρομη μετάδοση προτύπων που χρησιμοποιήθηκε στην αναφορά [152].....	101
Σχήμα 3.13: Η διαφορά χρόνου άφιξης των οπτικών παλμών που εκπέμπονται σε διαφορετικά ζεύγη μηκών κύματος εξαρτάται από τη θερμοκρασία της ίνας μήκους 1 km. Μπλε: 1530 nm και 1565 nm, πράσινο: 1530 nm και 1557 nm, κόκκινο: 1530 nm και 1540 nm. Η ευαισθησία της μέτρησης μεγαλώνει όταν αυξάνεται ο συχνοτικός διαχωρισμός των οπτικών φερόντων. Πηγή: Αναφορά [152].....	102
Σχήμα 4.1: Η δομή ενός βασικού συστήματος αμφίδρομης μετάδοσης μικροκυματικού προτύπου συχνότητας με αντιστάθμιση του φασικού θορύβου.	107
Σχήμα 4.2: Ο φασικός θόρυβος της HMC-T2220 σε διάφορες συχνότητες, από την αναφορά [155].	108
Σχήμα 4.3: Το ετερόδυνο σύστημα που υλοποιήθηκε για τη μέτρηση συχνότητας και φάσης. Το σήμα της γεννήτριας αναφοράς υφίσταται συχνοτική μετάθεση SSB κατά 25 MHz και συμβάλει με το σήμα επιστροφής που ανιχνεύει η φωτοδίοδος (PD) σε μικροκυματικό μίκτη. Το αποτέλεσμα της μίξης έχει συχνότητα 25 MHz επίσης και μεταφέρει το φασικό σφάλμα στη μετάδοση μετ' επιστροφής μέσα από την οπτική ίνα. Αφού φιλτραρστεί κατάλληλα, το σήμα αυτό οδηγείται στο συχνόμετρο CNT-91R ή τον ετεροδυνατή PicoTime, όπου αναλύεται και εξάγεται η απόκλιση Allan.....	109
Σχήμα 4.4: Το δομικό διάγραμμα του PicoTime [151]. Μετά από δύο διαδοχικές ετεροδυνώσεις, η συχνότητα εισόδου μειώνεται περί το 1 kHz και στη συνέχεια μετράται με πολύ υψηλή ακρίβεια.	111
Σχήμα 4.5: Η απόκλιση Allan που αντιστοιχεί στο υπόβαθρο θορύβου του PicoTime [157].....	112
Σχήμα 4.6: Ο διπλά ισοσταθμισμένος μίκτης ZX05-153MH+ της Minicircuits....	112
Σχήμα 4.7: Η απόκριση του μικροκυματικού φασικού συγκριτή.....	113
Σχήμα 4.8: Ομόδυνο σύστημα μέτρησης του φασικού σφάλματος.....	113
Σχήμα 4.9: Ενισχυτής συνεχούς και βαθυπερατό φίλτρο Shallen – Key δεύτερης τάξης.....	114
Σχήμα 4.10: Το κυκλωματικό διάγραμμα του οδηγού του πιεζοηλεκτρικού εντατήρα οπτικής ίνας.....	115
Σχήμα 4.11: Η χρονική απόκριση του κυκλώματος οδήγησης του πιεζοηλεκτρικού εντατήρα σε ημιτονοειδές σήμα 100 Hz.	116
Σχήμα 4.12: Η απόκριση συχνότητας του κυκλώματος οδήγησης του πιεζοηλεκτρικού εντατήρα.....	117
Σχήμα 4.13: Το κυκλωματικό διάγραμμα ελέγχου των στοιχείων Peltier του θερμικού θαλάμου.....	117
Σχήμα 4.14: Το εργαστηριακό σχήμα αναφοράς.	119
Σχήμα 4.15: Μετρήσεις της απόκλισης Allan χρησιμοποιώντας το σχήμα αναφοράς: Μπλε: Το επίπεδο ηλεκτρικού θορύβου. Μαύρο: Μετάδοση 50 km SMF ανοικτού βρόχου. Κόκκινο: Μετάδοση 50 km SMF με ενεργοποιημένο το σύστημα αυτομάτου ελέγχου φάσης (κλειστός βρόχος).....	120

Σχήμα 4.16: Ο φασικός θόρυβος του σήματος λήψης μετά από διάδοση 50 km ανοικτού βρόχου.....	121
Σχήμα 5.1: Αρχή λειτουργίας του TMIL. Τα οπτικά φέροντα εγκλειδώνουν το πολύτροπο FP laser σε δύο από τους τρόπους του, επιτυγχάνοντας αναπαραγωγή της περιβάλλουσας του διαμορφωμένου φέροντος στο μήκος κύματος του αδιαμόρφωτου.....	125
Σχήμα 5.2: Η περιοχή εγκλειδωσης (locking range) του FP laser σε έναν από τους τρόπους του. Η ασυμμετρία της περιοχής εγκλειδωσης προκαλείται από τη σύζευξη μεταξύ της πυκνότητας των φορέων και του δείκτη διάθλασης του ενεργού υλικού. Πηγή: Αναφορά [165].....	126
Σχήμα 5.3: Διάγραμμα οπτικών συχνοτήτων του FP laser. a) Οι τρόποι του laser χωρίς εγκλειδωση, b) εγκλειδωση μόνο στον τρόπο m του σήματος άντλησης και c) εγκλειδωση και στους δύο τρόπους m, n . Πηγή: Αναφορά [165].	127
Σχήμα 5.4: Το οπτικό φάσμα του Fabry – Perrot laser εγκλειδωμένου στον 4 ^ο και 6 ^ο τρόπο.	131
Σχήμα 5.5: Η οπτική ισχύς των δύο εγκλειδωμένων τρόπων, του 4 ^{ου} (κόκκινο) και του 6 ^{ου} (μπλε). Μέχρι το μέσο της χρονικής κλίμακας, οι τρόποι εγκλειδώνονται με σταθερή ισχύ, ενώ στη συνέχεια η ισχύς έγχυσης του 4 ^{ου} τρόπου (κόκκινο) διαμορφώνεται από μικροκυματική συχνότητα 10 GHz με βάθος διαμόρφωσης 0,5.....	131
Σχήμα 5.6: Η οπτική ισχύς των δύο εγκλειδωμένων τρόπων μετά την εφαρμογή της διαμόρφωσης των 10 GHz. Η χρονική κλίμακα έχει μεγεθυνθεί σε σχέση με το σχήμα 4. Είναι προφανής η αναστρέφουσα λειτουργία του laser διπλής εγκλειδωσης. Το βάθος διαμόρφωσης είναι 0,6, αυξημένο κατά 10% σχετικά με το αντίστοιχο του σήματος έγχυσης.....	132
Σχήμα 5.7: Ο αναγεννητής διπλής εγκλειδωσης. Cir: Οπτικός κυκλοφορητής, PC: Ρυθμιστής πόλωσης, CPL: Οπτικός συζεύκτης - διαχωριστής, OBPF: Οπτικό φίλτρο διέλευσης ζώνης, CW LD: Laser συνεχούς κύματος, TMIL FP LD: FP laser διπλής εγκλειδωσης, PEC: Σύστημα διόρθωσης του φασικού σφάλματος.	132
Σχήμα 5.8: Πειραματική διάταξη αξιολόγησης του αναγεννητή. EAM: Διαμορφωτής ηλεκτραπορρόφησης, OBPF: Οπτικό φίλτρο διέλευσης ζώνης, TFS: θερμικά ελεγχόμενη μπομπίνα οπτικής ίνας, PFM & RFS: Σύστημα μέτρησης φάσης – συχνότητας / Συχνοτικό πρότυπο ρουβιδίου, PI: Ελεγκτής PI, RF Gen: Γεννήτρια Hittite HTC-T2220. Κόκκινες γραμμές: ηλεκτρικά σήματα, μπλε γραμμές: οπτικά σήματα.....	134
Σχήμα 5.9: Το οπτικό φάσμα του FP laser χωρίς εγκλειδωση (καφέ), των σημάτων έγχυσης (κόκκινο) και τελικά του διπλά εγκλειδωμένου laser (μπλε)..	134
Σχήμα 5.10: Η απόκλιση Allan. Μπλε: υπόβαθρο θορύβου (μόνο για τα ηλεκτρικά υποσυστήματα), πράσινο: μετάδοση ανοικτού βρόχου 50 km SMF με διαμόρφωση έντασης, κόκκινο: το ίδιο σε κλειστό βρόχο και μαύρο: η έξοδος του αναγεννητή σε διόρθωση κλειστού βρόχου.	136
Σχήμα 5.11: Φασικός θόρυβος μονής πλευρικής (SSB phase noise). Μπλε: μετάδοση ανοικτού βρόχου 50 km με διαμόρφωση έντασης, κόκκινο: η έξοδος του αναγεννητή σε αντίστοιχη μετάδοση.....	137
Σχήμα 5.12: Ο τροποποιημένος TMIL δέκτης – αναγεννητής. Προστέθηκε ο οπτικός ενισχυτής EDFA για την αντιμετώπιση των αυξημένων απωλειών και το οπτικό φίλτρο OBPF1 για την αντιμετώπιση των ισχυρών ανακλάσεων στο μήκος	

κύματος λ_2 , οι οποίες θα δημιουργούσαν αστάθεια στη διαδικασία εγκλείδωσης του FP laser. P&FM: Σύστημα μέτρησης της φασικής και συχνοτικής ευστάθειας.	140
Σχήμα 5.13: Το οπτικό φάσμα του FP laser χωρίς εγκλείδωση (πράσινο), των σημάτων έγχυσης (κόκκινο) και τελικά του διπλά εγκλειδωμένου laser (μπλε). .	140
Σχήμα 5.14: Η πειραματική διάταξη. Η εργαστηριακή μπομπίνα των 50 km αντικαταστάθηκε από την εγκατεστημένη ζεύξη των 60 km. Ο ενισχυτής EDFA ₂ αντισταθμίζει τις απώλειες του σήματος επιστροφής.	141
Σχήμα 5.15: Το οπτικό φάσμα στην είσοδο της φωτοδιόδου φώρασης του σήματος επιστροφής. Η ισχύς στο μήκος κύματος λ_2 που επιστρέφει το φασικά θορυβώδες λόγω της μετάδοσης μικροκυματικό πρότυπο, είναι κατά μόλις 8 dB μεγαλύτερη από αυτή των ανακλάσεων στο λ_1 , παρά το φιλτράρισμα που υφίσταται στο OBPF.	142
Σχήμα 5.16: Η απόκλιση Allan κατά τη μετάδοση μέσα από εγκατεστημένη οπτική ίνα μήκους 60km, για το λαμβανόμενο με απλή διαμόρφωση έντασης (IM) σήμα σε ανοικτό βρόχο (πράσινο) και για τα σήματα εξόδου ανοικτού (μαύρο) και κλειστού (κόκκινο) βρόχου του αναγεννητή. Συμπεριλαμβάνεται το υπόβαθρο ηλεκτρικού θορύβου (μπλε).	142
Σχήμα 5.17: Η πειραματική διάταξη αξιολόγησης των δύο διαδοχικών οπτικών ζεύξεων διανομής μικροκυματικού συχνοτικού προτύπου.	143
Σχήμα 5.18: A) Το ιδανικό σχήμα διανομής με δύο ζεύξεις και δύο αναγεννητές. Περιλαμβάνει δύο υποσυστήματα σταθεροποίησης, ένα για κάθε κλάδο της ζεύξης (LSS). Κάθε τέτοιο υποσύστημα περιλαμβάνει τις θερμικά ελεγχόμενες μπομπίνες ίνας αντιστάθμισης και τα απαραίτητα οπτικοηλεκτρονικά και ηλεκτρονικά εξαρτήματα. B) Το απλούστερο σύστημα που υλοποιήθηκε και μελετήθηκε πειραματικά.	145
Σχήμα 5.19: Ο τροποποιημένος αναγεννητής TMIL. Αφαιρέθηκαν τα φίλτρα διαχωρισμού στην έξοδο, καθώς και το υποσύστημα διόρθωσης της φάσης. Στην επιστροφή προστέθηκε ένας οπτικός ενισχυτής, ο EDFA ₂ , για την επαναφορά της ισχύος του σήματος επιστροφής λ_2 από το δέκτη, ώστε να αντιμετωπίσει τις αυξημένες απώλειες της εγκατεστημένης ίνας.	145
Σχήμα 5.20: Το οπτικό φάσμα του FP laser χωρίς εγκλείδωση (πράσινο), των σημάτων έγχυσης (κόκκινο) και τελικά του διπλά εγκλειδωμένου laser (μπλε). .	146
Σχήμα 5.21: Οι επιδόσεις ευστάθειας του TMIL αναγεννητή ως ενδιάμεσου κόμβου για τη συνολική ζεύξη σε κλειστό βρόχο (κόκκινο), συγκρινόμενες με τις αντίστοιχες απλού συστήματος IM σε ανοικτό βρόχο για την ίνα 60 km του ΟΤΕ (πράσινο) και τη συνολική ζεύξη 110 km (γαλάζιο) καθώς και το υπόβαθρο ηλεκτρικού θορύβου (μπλε).	147
Σχήμα 5.22: Η ολίσθηση φάσης με διαμόρφωση IM ανοικτού βρόχου για την ίνα μόνο του ΟΤΕ (μπλε) και για τις δύο διαδοχικές ζεύξεις (κόκκινο). Η μεγάλη φασική ολίσθηση που παρατηρείται στη δεύτερη περίπτωση οφείλεται στις μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διακυμάνσεις στις οποίες υπόκειται η ίνα των 50 km στο εργαστήριο, σε σχέση με την τοποθετημένη στο υπέδαφος ίνα του ΟΤΕ....	148
Σχήμα 6.1: Μετάδοση με διαμόρφωση κατεσταλμένου φέροντος (DSB-SC). MZM: Διαμορφωτής Mach Zehnder, OA: Οπτικός ενισχυτής EDFA, CPL: Οπτικός συζεύκτης - διαχωριστής, Cir ₁ , Cir ₂ : Οπτικός κυκλοφορητής, PD: Φωτοδίοδος. Κόκκινες γραμμές: ηλεκτρικά σήματα, μπλε γραμμές: οπτικά σήματα.	152

Σχήμα 6.2: Πειραματική διάταξη αξιολόγησης. CW LD: Laser συνεχούς κύματος, MZM: Διαμορφωτής Mach Zehnder, EDFA: Οπτικός ενισχυτής EDFA, PD: Φωτοδίοδος, Cir ₁ , Cir ₂ : Οπτικός κυκλοφορητής, CPL: Οπτικός συζεύκτης - διαχωριστής, PFM & RFS: Σύστημα μέτρησης φάσης – συχνότητας / Συχνοτικό πρότυπο ρουβιδίου, PI: Αναλογικός - ολοκληρωτικός ελεγκτής, RF Gen: Γεννήτρια Hittite HTC-T2220, TFS: Θερμικά ελεγχόμενη μπομπίνα οπτικής ίνας. Κόκκινες γραμμές: ηλεκτρικά σήματα, μπλε γραμμές: οπτικά σήματα.	154
Σχήμα 6.3: Μετρήσεις απόκλισης Allan για μικρό χρόνο ολοκλήρωσης για μεταδόσεις με οπτική διαμόρφωση DSB-SC 5 GHz και διαμόρφωση έντασης με φέρον (IM) 2,5 GHz.	155
Σχήμα 6.4: Μετρήσεις φασικού θορύβου για μεταδόσεις με οπτική διαμόρφωση DSB-SC 5 GHz και διαμόρφωση έντασης με φέρον (IM) 2,5 GHz.....	156
Σχήμα 6.5: Η πτώση του σήματος – χωρική διάλειψη στη συχνότητα των 8,8 GHz οφείλεται στη διασπορά της ίνας μετάδοσης μήκους 50 km. Μπλε και κόκκινη γραμμή: Η ισχύς που λαμβάνεται μετά από 50 km ίνας με διαμόρφωση έντασης με φέρον IM και DSB-SC αντίστοιχα. Μαύρη γραμμή: Η ισχύς που λαμβάνεται αντικαθιστώντας την ίνα με οπτικό εξασθενητή 12 dB optical σε και διαμόρφωση IM.....	157
Σχήμα 7.1: Ο οπτικο-ηλεκτρονικός διαιρέτης συχνοτήτων. MZM: Διαμορφωτής Mach Zehnder, PD ₁ : Φωτοδίοδος, BPF: Ηλεκτρικό ζωνοδιαβατό φίλτρο, A: Μικροκυματικός ενισχυτής, VCO: Ταλαντωτής ελεγχόμενος από τάση, X: Μικροκυματικός μίκτης, K/M: Ηλεκτρικός διαιρέτης συχνότητας σε λόγο K/M.	160
Σχήμα 7.2: Σχεδιάγραμμα των οπτικών φασμάτων. Η κτένα δύο τόνων αναφοράς (μπλε), η κτένα με βήμα συχνότητας f_{LOW} γύρω από τον τόνο εισόδου f_1 (κόκκινο) και γύρω από τον f_2 (πράσινο).	161
Σχήμα 7.3: Η πειραματική διάταξη για την αξιολόγηση του σχήματος διαίρεσης.	162
Σχήμα 7.4: Το οπτικό φάσμα στην είσοδο (μπλε) και στην έξοδο (κόκκινο) του οπτικού διαμορφωτή του διαιρέτη, όταν $f_m=15,625$ GHz, $f_{HIGH}=31,25$ GHz, $f_{LOW}=5$ GHz, $N+(K/M)=31,25\text{GHz}/5\text{GHz}=6,25$ ($N=6$, $K=1$, $M=4$). Στο μέσο του φάσματος συμβάλλουν σε φωτοδίοδο οι τρίτης τάξης πλευρικές και αναδεικνύουν τη συχνότητα $1,25$ GHz $=f_{LOW}/4$	163
Σχήμα 7.5: Το οπτικό φάσμα στην στην έξοδο του οπτικού διαμορφωτή του διαιρέτη, όταν $f_m=16,25$ GHz, $f_{HIGH}=32,5$ GHz, $f_{LOW}=5$ GHz, $N+(K/M)=32,5\text{GHz}/5\text{GHz}=6,5$ ($N=6$, $K=1$, $M=2$). Στο μέσο του φάσματος συμβάλλουν οι τρίτης τάξης πλευρικές σε φωτοδίοδο και αναδεικνύουν τη συχνότητα $2,5$ GHz $=f_{LOW}/4$	164
Σχήμα 7.6: Φασικός θόρυβος της αναφοράς (μαύρο) στα 5 GHz, του ελεύθερα ταλαντευόμενου VCO (μπλε) και του VCO μετά την εγκλείδωση (κόκκινο). Το εύρος ζώνης ανάλυσης (resolution bandwidth) του αναλυτή φάσματος είναι 100 Hz.	165
Σχήμα 7.7: Ο οπτικο-ηλεκτρονικός διαιρέτης συχνότητας διαμορφωμένος ώστε να παρέχει τη δυνατότητα πολυζωνικής σύνθεσης μικροκυματικών και χιλιοστομετρικών συχνοτήτων.	167
Σχήμα 7.8: Σχεδιάγραμμα των οπτικών φασμάτων. Η κτένα δύο τόνων αναφοράς (μπλε), η κτένα με βήμα συχνότητας f_{LOW} γύρω από τον τόνο εισόδου f_i (κόκκινο) και γύρω από τον f_{i+1} (πράσινο).....	168

Σχήμα 7.9: Το οπτικό φάσμα της κτένας αναφοράς (μπλε) και μετά τη διαμόρφωση από την f_{LOW} (κόκκινο) σε κατάσταση εγκλειδωσης. $f_{HIGH} = 16,25\text{GHz}$, $f_{LOW}=5\text{GHz}$, $f_{LOW}=f_{HIGH}/(N+(K/M))$, $N=3$, $K=1$, $M=4$. Το εύρος ζώνης μέτρησης του οπτικού φασματικού αναλυτή είναι 140 MHz.	169
Σχήμα 7.10: Το ηλεκτρικό φάσμα στην έξοδο της φωτοδιόδου μεγάλου εύρους ζώνης. Το εύρος ζώνης IF του ηλεκτρικού φασματικού αναλυτή είναι 5 MHz.	170
Σχήμα 7.11: Μετρήσεις φασικού θορύβου. Μπλε: Η έξοδος του VCO σε ελεύθερη λειτουργία, μετά τον πολλαπλασιασμό συχνότητας x4 στα 5 GHz. Κόκκινο: Η έξοδος του VCO σε κατάσταση κλειδώματος. Μαύρο: Η έξοδος της γεννήτριας αναφοράς στα 5 GHz και πράσινο: Ο τόνος συχνότητας 21,25 GHz στην έξοδο της φωτοδιόδου ευρείας ζώνης.	171
Σχήμα 7.12: Το φάσμα και ο λόγος φέροντος προς θόρυβο (carrier to noise ratio- C/N) των δύο συχνοτήτων που συντέθηκαν. Μπλε: 21,25 GHz και κόκκινο: 11,25 GHz. Το εύρος ζώνης του ηλεκτρικού φασματικού αναλυτή είναι 20 Hz.	172
Σχήμα 7.13: Αποτελέσματα της προσομοίωσης του συνθέτη σε υψηλότερες μικροκυματικές και χιλιοστομετρικές συχνότητες. Το εύρος ζώνης υπολογισμού του SSB φασικού θορύβου είναι 1 kHz. Μαύρο: Ελεύθερα ταλαντευόμενος VCO σε συχνότητα 10 GHz, κόκκινο: Ο VCO σε κατάσταση κλειδώματος, μπλε: Ο φασικός θόρυβος της εξόδου του συνθέτη στα 26,25 GHz και πράσινο: Ο φασικός θόρυβος της εξόδου του συνθέτη στα 42,5 GHz.	175
Σχήμα 8.1: Ο δείκτης διάθλασης τηγμένου πυριτίου σε διάφορα μήκη κύματος και θερμοκρασίες.	178
Σχήμα 8.2: Ο ρυθμός μεταβολής του δείκτη διάθλασης ως προς το μήκος κύματος (ή φασματική διασπορά) για διάφορες θερμοκρασίες.	178
Σχήμα 8.3: Ο ρυθμός μεταβολής του δείκτη διάθλασης ως προς τη θερμοκρασία (ή θερμο-οπτικός συντελεστής) για διάφορα μήκη κύματος.	179
Σχήμα 8.4: Η ολίσθηση φάσης που ανιχνεύεται μεταξύ δύο μηκών κύματος 1530 nm και 1550 nm και μεταβολή θερμοκρασίας από 291K σε 300K σε ίνα μήκους 10 km, όταν μεταφέρει με διαμόρφωση έντασης συχνότητα 10 GHz.	180
Σχήμα 8.5: Η ευαισθησία φάσης ως προς τη θερμοκρασία σαν συνάρτηση του συχνοτικού διαχωρισμού των οπτικών φερόντων που ανιχνεύεται σε ίνα μήκους 10 km, όταν μεταφέρει με διαμόρφωση έντασης συχνότητα 10 GHz και μεταβολή θερμοκρασίας από 290K σε 300K.	181
Σχήμα 8.6: Η ευαισθησία που επιτυγχάνεται κατά τη μετάδοση στις μπάντες O και C. Ας σημειωθεί ότι η ευαισθησία με απόσταση 20 nm είναι μια τάξη μεγέθους υψηλότερη σε σχέση με αυτή του σχήματος 8.5, όταν υπολογίζεται στη ζώνη O.	181
Σχήμα 8.7: Σύγκριση της διαφοράς φάσης που ανιχνεύεται κατά τη μονόδρομη μετάδοση (μπλε) στη μπάντα C με απόσταση οπτικών φερόντων 20 nm (μήκη κύματος 1530 και 1550 nm) και του αντίστοιχου αμφίδρομου συστήματος (κόκκινο) με οπτικό φέρον στα 1550 nm. Παρατηρείται διαφορά μεγαλύτερη των 5 τάξεων μεγέθους.	182
Σχήμα 8.8: Το δομικό διάγραμμα του συστήματος μονόδρομης μετάδοσης και σταθεροποίησης που βασίζεται σε οπτικό ενισχυτή ευαίσθητο στη φάση.	184
Σχήμα 8.9: Το κέρδος του PSA ως συνάρτηση του μήκους κύματος, για δύο τιμές θερμοκρασίας ($L_{LINK}=10$ km), χωρίς (a) και με (b) αντιστάθμιση της διασποράς..	186

Σχήμα 8.10: Το κέρδος του PSA σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας της ίνας, $L_{LINK}=10$ km. Το μήκος κύματος της άντλησης είναι 1544 nm, του σήματος 1554 nm και του κύματος ηρεμίας 1534 nm.....	186
Σχήμα 8.11: Το φασικό σφάλμα ως συνάρτηση της συχνοτικής διαφοράς μεταξύ των κυμάτων σήματος (signal) και άντλησης (pump), θεωρώντας τον PSA σαν δέκτη του συστήματος δύο μηκών κύματος (2λ) που παρουσιάζεται στις αναφορές [152], [153].	187
Σχήμα 8.12: Η πειραματική διάταξη. Όλα τα εξαρτήματα διασυνδέονται με οπτική ίνα διατήρησης της πόλωσης (PMF).....	189
Σχήμα 8.13: Το κέρδος του PSA σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας του ελεγχόμενου θαλάμου. Μεγάλες μεταβολές περίπου τριών περιόδων παρατηρούνται κατά την άνοδο/κάθοδο της θερμοκρασίας. Οι αργές μεταβολές που λαμβάνουν χώρα όταν η θερμοκρασία του θαλάμου διατηρείται σταθερή, οφείλονται στην αργή διάδοση της θερμότητας στις εσωτερικές στρώσεις της μπομπίνας.	190
Σχήμα 8.14: Το προτεινόμενο σχήμα μονόδρομης φασικής διευκρίνησης.....	191
Σχήμα 8.15: Το ηλεκτρικό σήμα εξόδου του φασικού διευκρινιστή στο δέκτη σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας της οπτικής ίνας μετάδοσης. Επιτυγχάνεται ευαισθησία 0,375 rad/K στην περιοχή θερμοκρασίας γύρω από τους 325 K.....	194

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΕΙΚΟΝΩΝ

- Εικόνα 4.1: Ο οδηγός του πιεζοηλεκτρικού εντατήρα περιλαμβάνει προενισχυτή και βαθυπερατό φίλτρο για την αρχική επεξεργασία του σήματος σφάλματος, το οποίο εισέρχεται από τον ακροδέκτη SMA στην πρόσοψη. Διακρίνεται το τροφοδοτικό υψηλής τάσης και ο μεταβλητός διαιρέτης τάσης που υλοποιείται από τις αντιστάσεις και το MOSFET ισχύος που είναι βιδωμένα στην πίσω όψη του περιβλήματος. 116
- Εικόνα 4.2: Ο θερμικά ελεγχόμενος θάλαμος. Τέσσερα στοιχεία Peltier των 200 W έκαστο είναι τοποθετημένα σε ψυγεία πίσω από τους ανεμιστήρες. 118
- Εικόνα 4.3: Τα ηλεκτρονικά κυκλώματα στο κάτω μέρος του θερμικά ελεγχόμενου θαλάμου. Στο κέντρο διακρίνεται ο ογκώδης μετασχηματιστής τροφοδοσίας. ... 118
- Εικόνα 5.1: Η πειραματική διάταξη για τη μελέτη της ενσωμάτωσης του δέκτη – αναγεννητή TMIL σε εγκατεστημένο δίκτυο οπτικών ινών. Στο βάθος πάνω και αριστερά της εικόνας φαίνεται το πλαίσιο διανομής οπτικών ινών (ODF) του εργαστηρίου. 138
- Εικόνα 5.2: Η οθόνη του OTDR κατά τη μέτρηση της εγκατεστημένης οπτικής ίνας μήκους περίπου 60 km. Οι μεγαλύτερες του αναμενομένου απώλειες που παρατηρούνται οφείλονται σε κακές συγκολλήσεις και μη καθαρούς συνδετήρες που παρεμβάλλονται στην οπτική διαδρομή. Ιδιαίτερα στο μέσο της διαδρομής, όπως φαίνεται στην εικόνα, υπάρχει απότομη πτώση της ισχύος που πιθανόν να οφείλεται στους συνδετήρες ανακατεύθυνσης μεταξύ των δύο τμημάτων της ίνας, στις εγκαταστάσεις του ΟΤΕ. 139

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

Πίνακας 2.1: Οι παράγοντες μετατροπής από $\sigma_y^2(\tau)$ σε Mod $\sigma_y^2(\tau)$. Αναφορές: [72],[83],[84],[85],[91].	71
Πίνακας 2.2: Εμπειρικές εξισώσεις για τον αριθμό των βαθμών ελευθερίας, κατά τον υπολογισμό των διαστημάτων εμπιστοσύνης της Mod $\sigma_y^2(\tau)$.	72
Πίνακας 5.1: Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση του TMIL laser.	130
Πίνακας 7.1: Σύνθεση συχνοτήτων 42 έως 43 GHz με βήμα 100 MHz και $N=2.174$	
Πίνακας 8.1: οι συντελεστές για τους τρεις όρους του μοντέλου Sellmeier με 4 ^{ης} τάξης θερμοκρασιακή εξάρτηση, για το τηγμένο πυρίτιο 7980 της Corning (από την αναφορά [151]).	177

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Τα αριθμητικά και πειραματικά δεδομένα που παρουσιάζονται στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής ήταν αποτέλεσμα προσομοιώσεων και πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν στο τμήμα Πληροφορικής και Τηλεπικοινωνιών του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών και πιο συγκεκριμένα στο Εργαστήριο Οπτικών Επικοινωνιών του τμήματος υπό την επίβλεψη του καθηγητή Δημητρίου Συβρίδη.

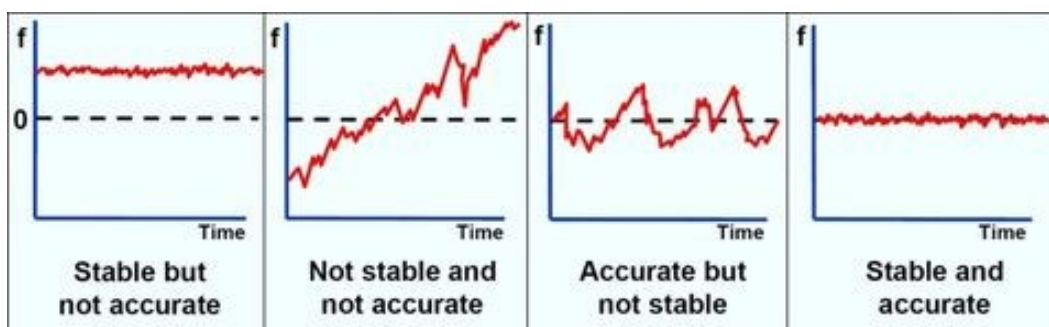
Η έρευνα έχει χρηματοδοτηθεί κατά μέρος από την Ευρωπαϊκή Υπηρεσία Διαστήματος στα πλαίσια του προγράμματος “ULTRA-STABLE FREQUENCY REFERENCE DISSEMINATION ACROSS COMMERCIALY DEPLOYED FIBRE NETWORKS” με αριθμό συμβολαίου 4000107039/12/D/MR.

1. ΕΠΙΣΚΟΠΗΣΗ ΤΩΝ ΠΡΟΤΥΠΩΝ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

1.1 Εισαγωγή

Τα υψηλής ακρίβειας συχνοτικά πρότυπα χρησιμοποιούνται σε μια πληθώρα επιστημονικών ερευνητικών πεδίων και τεχνολογικών εφαρμογών. Η ακρίβεια και σταθερότητα των προτύπων αυτών είναι καθοριστικής σημασίας σε τομείς όπως ο ορισμός των μονάδων των φυσικών μεγεθών, η θεμελιώδης έρευνα στη φυσική, η γεωδαισία, η αστρονομία, η πλανητική επιστήμη και άλλοι. Αντίστοιχες τεχνολογικές εφαρμογές όπως το παγκόσμιο σύστημα καθορισμού θέσης GPS, το δορυφορικό σύστημα παγκόσμιας πλοήγησης GNSS, ο συγχρονισμός των τηλεπικοινωνιακών δικτύων, οι χρηματοοικονομικές συναλλαγές, ο έλεγχος εναερίου κυκλοφορίας και η συμβολομετρία πολύ μεγάλων αποστάσεων (VLBI) απαιτούν πηγές συχνοτήτων υψηλής ακρίβειας. Μια νέα κατηγορία εφαρμογών στην οποία η ακρίβεια συγχρονισμού παίζει καθοριστικό ρόλο είναι η κβαντική δικτύωση (quantum networking). Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η εφαρμογή των τεχνικών συγχρονισμού στην έρευνα για παγκόσμια κβαντική δικτύωση, το επονομαζόμενο κβαντικό διαδίκτυο, όπου η ασφάλεια των τηλεπικοινωνιών βασίζεται στους νόμους της κβαντομηχανικής.

Τα πρότυπα συχνότητας συχνά χαρακτηρίζονται από την ακρίβεια και την ευστάθειά τους. Η ακρίβεια είναι ο βαθμός συμμόρφωσης της μετρούμενης ή υπολογιζόμενης τιμής με την ονομαστική τιμή της. Η έννοια της ακρίβειας συνδέεται με την απόκλιση της μέτρησης από την ιδανική τιμή. Η απόκλιση συχνότητας είναι η διαφορά μεταξύ της μετρούμενης συχνότητας από την ονομαστική τιμή, η οποία έχει μηδενική αβεβαιότητα. Ο όρος «αβεβαιότητα» προτιμάται από τον όρο «ακρίβεια» όταν καταγράφεται το ποσοτικό αποτέλεσμα μιας μέτρησης, ενώ ο όρος «ακρίβεια» χαρακτηρίζει ποιοτικά τη μέτρηση. Για παράδειγμα, μπορεί να διατυπωθεί η πρόταση «πραγματοποιήθηκε ακριβής μέτρηση συχνότητας με αβεβαιότητα 1 mHz». Η «ευστάθεια» είναι το μέτρο της διακύμανσης διαδοχικών μετρήσεων. Η έννοιες της ακρίβειας και της ευστάθειας απεικονίζονται ποιοτικά στο σχήμα 1.1. Εκτενής αναφορά για τα μεγέθη και τις μετρικές που χρησιμοποιούνται στη μετρολογία συχνότητας – χρόνου θα γίνει στο κεφάλαιο 2.



Σχήμα 1.1: Ποιοτική απεικόνιση της ακρίβειας και ευστάθειας συχνότητας. Πηγή: <https://www.nist.gov/pml/time-and-frequency-division/popular-links/time-frequency-z>.

Στις επόμενες παραγράφους περιγράφονται συνοπτικά οι βασικές εφαρμογές των προτύπων συχνότητας – χρόνου.

1.1.1 Ορισμός θεμελιωδών φυσικών μονάδων

Είναι πολύ πιθανό να αλλάξουν οι ορισμοί των μονάδων των φυσικών μεγεθών οι οποίοι, σε εύθετο χρόνο, θα βασιστούν στα συχνοτικά και χρονικά πρότυπα, καθώς ο χρόνος είναι η ακριβέστερα μετρούμενη θεμελιώδης φυσική ποσότητα. Αναμφίβολα, οι επιστημονικές και τεχνολογικές εφαρμογές μελλοντικά θα βασίζονται όλο και περισσότερο σε αυξανόμενη ακρίβεια συχνοτικά πρότυπα.

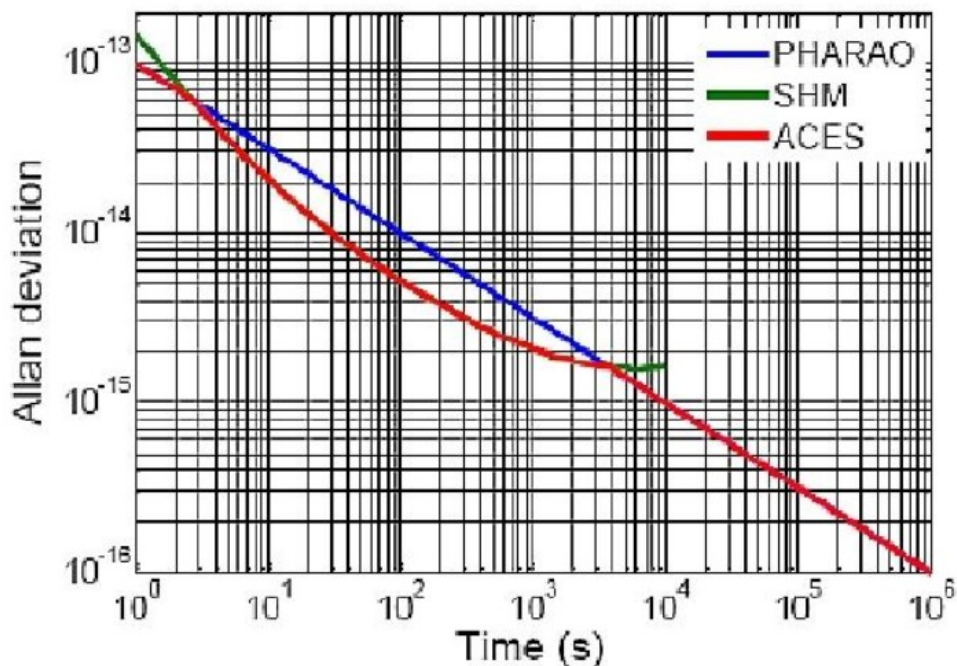
Το 1967, ορίστηκε το δευτερόλεπτο σαν θεμελιώδης μονάδα στο διεθνές σύστημα μονάδων SI ως η διάρκεια 9.192.631.770 περιόδων της ακτινοβολίας που αντιστοιχεί στη μετάβαση μεταξύ δύο επιπέδων υπέρ-λεπτής υψής στη θεμελιώδη κατάσταση του ατόμου του Καισίου 133 (^{133}Cs). Ο νέος ορισμός βελτίωσε εξαιρετικά την ακρίβεια του προηγούμενου που βασίζονταν στην περιφορά της γης γύρω από τον ήλιο. Εκτός της ακρίβειας, ο νέος ορισμός του δευτερολέπτου μπορούσε να αναπαράγει τη μονάδα εξαιρετικά εύκολα, με αποτέλεσμα αυτή να κυριαρχήσει μεταξύ των υπολοίπων μεγεθών του SI και να προσδώσει εξαιρετικό ερευνητικό ενδιαφέρον στο πεδίο των ατομικών ρολογιών και της μετρολογίας συχνότητας – χρόνου. Τα ατομικά ρολόγια Καισίου ονομάζονται και «πρωτεύοντα συχνοτικά πρότυπα» γιατί χρησιμοποιούνται για τον ενεργό καθορισμό του δευτερολέπτου στο SI. Επί του παρόντος, τα πιο ακριβή και ευσταθή μικροκυματικά ατομικά ρολόγια είναι τα «ατομικά σιντριβάνια» (atomic fountains) των οποίων τα άτομα ψύχονται με lasers.

1.1.2 Θεμελιώδης έρευνα στη Φυσική

Η ενοποίηση των θεωριών του καθιερωμένου μοντέλου και της γενικής σχετικότητας μπορεί να γίνει εφικτή αν παραβιαστούν μερικώς κάποιες αρχές των επιμέρους θεωριών και συγκεκριμένα η αρχή της ισοδυναμίας μεταξύ της βαρυτικής και αδρανειακής μάζας. Πρόσφατα, ερευνητές ανασκόπησαν κάποιες εναλλακτικές θεωρίες καθώς και τα ακριβέστερα από τα πειράματα που θα μπορούσαν να διαφωτίσουν πτυχές αυτών των θεωριών, με τη χρήση υψηλότερης ακρίβειας συχνοτικών προτύπων [1]. Σε τέτοια πειράματα, οι μετρήσεις επιβάλλεται να γίνουν με τόσο υψηλή ακρίβεια που μόνο η μετρολογία συχνότητας – χρόνου επιτρέπει. Ο ρόλος των συχνοτικών προτύπων είναι καθοριστικός τόσο εντός όσο και εκτός του βαρυτικού πεδίου της γης, καθώς οι επίγειες πηγές περιορίζονται από τη μερική γνώση του γήινου βαρυτικού πεδίου και των διαταραχών του, στην περιοχή που λειτουργούν. Ακριβείς συχνοτικές πηγές μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να επιβεβαιώσουν την αρχή της ισοδυναμίας των μαζών του Einstein με κατάλληλες μετρήσεις του βαρυτικού πεδίου σε επίπεδο ηλιακού συστήματος [2]. Τα επίγεια πρότυπα διαθέτουν ακρίβεια της τάξης του 10^{-18} και αυτά που είναι τοποθετημένα σε διαστημικές κάψουλες της τάξης του 10^{-16} . Τέτοιας υψηλής ακρίβειας πρότυπα μπορούν να συγκρίνουν τις εξόδους τους ευρισκόμενα σε μακρινές μεταξύ τους αποστάσεις και σε μεταβλητά βαρυτικά πεδία, όταν βρίσκονται στο διάστημα, πράγμα που τα καθιστά ιδιαίτερα πολύτιμα σε πειράματα θεμελιώδους φυσικής [3]. Συγκεκριμένα, υπέρ-υψηλής ακρίβειας πηγές του προγράμματος ACES της ESA είναι το PHARAO, ένα πρωτεύον ατομικό ρολόι που βασίζεται σε άτομα καισίου (Cs) ψυχόμενα με lasers και το SHM, ένα ενεργό maser υδρογόνου για διαστημικές εφαρμογές. Τα PHARAO και SHM θα συγκρίνονται συνεχώς πάνω στο διαστημικό όχημα ACES στη μονάδα σύγκρισης και διαμοιρασμού συχνοτήτων FCDP, από την οποία θα προκύπτει το ολικό συχνοτικό πρότυπο του ACES (σχήμα 1.2). Το πρότυπο αυτό αναμένεται να επιτύχει ακρίβεια της τάξης του 10^{-17} που είναι 10 έως 100 φορές καλύτερη από αυτήν αντίστοιχων προτύπων των δορυφορικών συστημάτων GPS και Galileo τα οποία προκύπτουν με χρήση τεχνολογίας αιχμής. Οι μελέτες που θα πραγματοποιηθούν στα πλαίσια του προγράμματος ACES θα καταδείξουν τις βέλτιστες συνθήκες λειτουργίας των πρωτευόντων ατομικών προτύπων και θα βοηθήσουν σημαντικά στην ανάπτυξη μελλοντικών ατομικών κβαντικών αισθητήρων που θα βασίζονται σε άτομα ψυγμένα με laser (οπτικά ρολόγια, ατομικά συμβολόμετρα και ατομικά lasers) για χρήση σε διαστημικές εφαρμογές.

Το συχνοτικό πρότυπο του ACES θα συγκρίνεται και με επίγεια αντίστοιχα ρολόγια μέσω μιας βελτιωμένης μικροκυματικής (MWL) και οπτικής (ELT) ζεύξης. Εκτός της σύγκρισης μεταξύ επιγείων και τοποθετημένων στο διάστημα συχνοτικών προτύπων, η συνδυασμένη χρήση της μικροκυματικής και της οπτικής ζεύξης θα παρέχει νέες δυνατότητες μέτρησης αποστάσεων και μελέτης της καθυστέρησης που προκαλεί στη

διάδοση των H/M κυμάτων η ατμόσφαιρα. Η εκτόξευση της πλατφόρμας ACES/PHARAO και η πρόσδεση στο διεθνές διαστημικό σταθμό ISS έγινε την 3^η Μαρτίου 2019 με το φορέα Dragon της SpaceX (CRS-13).



Σχήμα 1.2: Η σχετική συχνοτική αστάθεια για τα σήματα των PHARAO, SHM και ACES. Πηγή: <https://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/i/iss-aces-pharao>.

1.1.3 Τα συχνοτικά πρότυπα στη γεωδαισία

Τα ατομικά ρολόγια αποτελούν επίσης εξαιρετικά εργαλεία για τη διεξαγωγή πειραμάτων και παρατηρήσεων θεμελιώδους γεωδαισίας, όπως το VLBI (συμβολομετρία πολύ μεγάλων αποστάσεων), περιοδικότητας των αστέρων νετρονίων pulsars, πλοήγησης, κλπ. Επίγεια υψηλής ακριβείας ρολόγια χρησιμοποιούνται ήδη για το σκοπό αυτό με την πρόβλεψη να επικοινωνούν στο μέλλον μέσω δορυφορικού αναμεταδότη. Ένα τέτοιο μελλοντικό πρόγραμμα αναμένεται για την αποστολή E-GRASP/Eratosthenes της ESA και στοχεύει στην βελτίωση και ομογενοποίηση των επίγειων χρονικών και χωρικών αναφορών, βελτιώνοντας την ακρίβεια του επίγειου γεωδαιτικού πλαισίου αναφοράς στο 1 mm με μακροπρόθεσμη ευστάθεια 0,1 mm ανά έτος. Για την επίτευξη της απαιτούμενης ακριβείας αναμένεται να αυξηθεί ο αριθμός και η ποιότητα των ατομικών ρολογιών που τοποθετούνται σε τροχιά.

1.1.4 Τα συχνοτικά πρότυπα στη μέτρηση της έντασης πεδίου βαρύτητας

Όπως ήδη αναφέρθηκε, η μέτρηση του χρόνου με απομακρυσμένα, ιδανικής ακριβείας ατομικά ρολόγια παρουσιάζει διαφορές που εξαρτώνται από την ένταση του πεδίου βαρύτητας και την ταχύτητα των ρολογιών, σύμφωνα με την γενική σχετικότητα. Καθώς η ακρίβεια της σχετικής συχνότητας των ρολογιών βρίσκεται πλέον σε επίπεδα κάτω του 10^{-18} , η ευαισθησία τους στις μεταβολές του βαρυτικού πεδίου επιτρέπει την ανίχνευση υψομετρικών διαφορών της τάξης του 1 cm [4]. Η εφαρμογή της τεχνικής αυτής μπορεί να εξαλείψει τα συστηματικά σφάλματα μεταξύ των διαφόρων συστημάτων αναφοράς ύψους σε τοπικό, εθνικό και διεθνή επίπεδο.

1.1.5 Εφαρμογές των συχνοτικών προτύπων στη βασική αστρονομία

Η μέτρηση του χρόνου με τη μέγιστη δυνατή ακρίβεια είναι ανέκαθεν θεμελιώδης για την αστρονομία. Ο χρονισμός των δεδομένων που προσκτώνται από διάφορες πηγές παρατήρησης σε διάφορα μήκη κύματος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος πρέπει να

είναι ιδιαίτερα ακριβής. Η διαστημική αποστολή Γαία (Gaia) έχει σαν στόχο την παροχή ευσταθούς και ακριβούς χρονικής αναφοράς για κάθε αστρονομική παρατήρηση. Για το σκοπό αυτό, το διαστημικό σκάφος εμπεριέχει ένα ατομικό ρολόι Ρουβιδίου, το οποίο σε τακτά χρονικά διαστήματα συγχρονίζεται με επίγεια ρολόγια. Η διαδικασία συγχρονισμού λαμβάνει υπόψη όλες τις γνωστές επιδράσεις, όπως σχετικιστικές διορθώσεις, τροποσφαιρική καθυστέρηση διάδοσης κ.λπ. [5]. Επιπλέον, η οπτική ανίχνευση μορίων με μεγάλων διαστάσεων επίγεια τηλεσκόπια ή με φασματομέτρα σε τροχιά απαιτεί ακριβείς συχνοτικές αναφορές. Συγκεκριμένα, είναι καθοριστικής σημασίας για την έρευνα διαφοροποιήσεων των θεμελιωδών σταθερών που μετρώνται με αστρονομική παρατήρηση των φασμάτων των μορίων [6], η οποία επικεντρώνεται στη μέτρηση του λόγου μαζών πρωτονίου - ηλεκτρονίου. Φασματοσκοπία με βελτιωμένη διακριτική ικανότητα είναι εφικτή με τη χρήση οπτικής κτένας (παράγραφος 1.3.3), η οποία παρέχει πλήθος οπτικών αναφορών εξαιρετικής ακρίβειας.

1.1.6 Εφαρμογές των συχνοτικών προτύπων στην κβαντική δικτύωση

Η αναγκαιότητα του συγχρονισμού είναι αδιαμφισβήτητη στα κατανεμημένα δίκτυα. Η δυνατότητα ακριβέστατου συγχρονισμού των διεργασιών που λαμβάνουν χώρα σε διαφορετικούς κόμβους ενός δικτύου έχει οδηγήσει σε επαναστατικές υπολογιστικές και τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές. Όπως ήδη αναφέρθηκε, η συστηματική αβεβαιότητα των σύγχρονων οπτικών συχνοτικών προτύπων έχει μειωθεί εντυπωσιακά (10^{-18}). Για να επωφεληθούν τα κατανεμημένα δίκτυα από τις δυνατότητες αυτών των πηγών, ο συγχρονισμός του δικτύου θα πρέπει να είναι εξαιρετικά ακριβής. Οι κλασικές μέθοδοι συγχρονισμού περιορίζονται από το θόρυβο βολής (shot noise), όπου το σφάλμα εκτίμησης του αποσυγχρονισμού είναι αντιστρόφως ανάλογο του αριθμού των σωματιδίων (φωτονίων) που χρησιμοποιούνται για την εκτίμηση. Ο κβαντικός συγχρονισμός ρολογιών (QCS) υιοθετεί κβαντικές ιδιότητες, όπως είναι οι εμπλεγμένες (entangled) και συμπιεσμένες (squeezed) καταστάσεις των σωματιδίων, για να παρέχει ακριβή συγχρονισμό στο κατανεμημένο δίκτυο. Οι τεχνικές QCS μπορούν να επιτύχουν αποκλιμάκωση Heisenberg του σφάλματος εκτίμησης αποσυγχρονισμού, η οποία είναι ανάλογη του τετραγώνου των κβαντικών δυφίων (qubits) που χρησιμοποιούνται.

Ένας βασικός πόρος των κβαντικών δικτύων μεγάλων αποστάσεων είναι η διανομή εμπλεγμένων καταστάσεων μεταξύ των απομακρυσμένων κόμβων του. Θεμελιώδεις λειτουργίες ανταλλαγής εμπλεγμένων καταστάσεων εκτελούνται με συμβολή είτε δύο είτε ενός φωτονίου, οι οποίες απαιτούν σταθερότητα του μήκους διαδρομής μέσα στα όρια του μήκους συμφωνίας της κυματοσυνάρτησης των φωτονίων ή του μήκους κύματος αντίστοιχα [7]. Επιπρόσθετα, η σταθερότητα του συμβολομετρικού καναλιού απαιτείται σε διάφορα σχήματα κβαντικής κρυπτογραφίας, όπως είναι ο κβαντικός φωτισμός [8] και ο κβαντικός προβολέας [9], καθώς και σε άλλες υλοποιήσεις που απαιτούν διανομή σήματος τοπικού ταλαντωτή. Η διανομή κβαντικών κλειδιών κρυπτογραφίας (QKD) που αναφέρεται στο [9], χρησιμοποιεί τις αρχές της κβαντομηχανικής για να μεταδώσει με ασφαλή τρόπο την πληροφορία [10]. Ιδιαίτερο χαρακτηριστικό της τεχνικής αυτής είναι ότι αντιλαμβάνεται την παρουσία υποκλοπείας. Τέτοια συστήματα συνήθως υλοποιούνται σε δίκτυα οπτικών ινών και απαιτούν πολύ καλό συγχρονισμό των κόμβων τους.

1.2 Η ανάγκη μετάδοσης των συχνοτικών προτύπων

Σε πολλές εφαρμογές χρησιμοποιούνται ειδικές ζεύξεις για τη μετάδοση των χρονικών – συχνοτικών προτύπων. Οι ζεύξεις αυτές είναι αναγκαίες για διάφορους λόγους, ανάλογα με την εφαρμογή.

1.2.1 Σύγκριση και συγχρονισμός ρολογιών

Όπως έχει ήδη αναφερθεί στην παράγραφο 1.1.2, θα χρησιμοποιηθεί μια μικροκυματική και μια οπτική ζεύξη για τη σύγκριση των προτύπων του ACES στον ISS με επίγεια ρολόγια. Η υψηλής ακρίβειας μετάδοση και σύγκριση θα επιτρέψει την πραγματοποίηση σειράς πειραμάτων θεμελιώδους και εφαρμοσμένης έρευνας. Αντίστοιχες ζεύξεις για συγκρίσεις και συγχρονισμούς ρολογιών χρησιμοποιούνται και μεταξύ επίγειων εγκαταστάσεων, οι οποίες συνήθως είναι εργαστήρια ή εθνικοί και υπερεθνικοί οργανισμοί μετρολογίας. Το σύστημα καθορισμού του χρόνου UTC που υιοθετήθηκε από την παγκόσμια κοινότητα ήδη από το 1972 υπόκειται στη διαχείριση του γραφείου μέτρων και σταθμών BIPM στη Γαλλία και βασίζεται στο σταθμισμένο συνδυασμό ατομικών προτύπων διεσπαρμένων σε όλη τη γη.

Μια εφαρμογή στην οποία η σύγκριση και ο συγχρονισμός απομακρυσμένων ρολογιών αποτελεί συστατικό στοιχείο είναι τα συστήματα εύρεσης της ακριβούς γεωγραφικής θέσης GPS και Galileo. Κάθε δορυφόρος των συστημάτων αυτών περιλαμβάνει τέσσερα ατομικά ρολόγια που χρησιμοποιούνται για ακριβέστερη χρονική αναφορά και για λόγους εφεδρείας.

1.2.2 Συγχρονισμός συχνοτήτων σε συστοιχίες κεραιών

Μια σημαντική κατηγορία εφαρμογών που απαιτούν την αξιόπιστη και απαλλαγμένη από διαταραχές μετάδοση συχνοτικών προτύπων είναι οι φασικές συστοιχίες κεραιών. Τέτοιες συστοιχίες, όπως φάρμες ραδιοηλεκσκόπιων που εκτείνονται σε αρκετές εκατοντάδες ή χιλιάδες μέτρα, απαιτούν το συχνοτικό και φασικό συγχρονισμό των τοπικών ταλαντωτών σε κάθε κεραία. Αυτό είναι απαραίτητο ώστε τα σήματα που λαμβάνονται από κάθε στοιχείο να μπορούν να αθροιστούν διανυσματικά. Έτσι, προκύπτει η με μεγάλη ανάλυση αναπαράσταση των ραδιοπηγών του σύμπαντος και ο ακριβής τοπικός προσδιορισμός τους.

Μια ιδιαίτερη περίπτωση φασικών συστοιχιών κεραιών είναι τα συμβολόμετρα VLBI που απαρτίζονται από κεραιές ραδιοηλεκσκόπιων ευρισκόμενες σε πολύ μεγάλες αποστάσεις μεταξύ τους. Τέτοιες συστοιχίες περιλαμβάνουν ένα ακριβές ατομικό πρότυπο, συνήθως maser υδρογόνου, σε κάθε κεραία και αποστέλλουν είτε σχεδόν σε πραγματικό χρόνο είτε αποθηκευμένα σε μαγνητικά μέσα τα δεδομένα τους σε έναν κεντρικό σταθμό, εφοδιασμένα με κατάλληλη χρονική στάμπα. Εκεί, τα δεδομένα συσχετίζονται ώστε να προκύψουν αναπαραστάσεις των ραδιοπηγών με ανάλυση που θα αντιστοιχούσε σε μέγεθος κεραιάς ίσο με το μέγεθος της συστοιχίας των ραδιοηλεκσκόπιων. Τα maser υδρογόνου συγχρονίζονται μεταξύ τους μέσω του συστήματος GPS. Υπάρχουν πολλές συστοιχίες VLBI ανά την υφήλιο, με τις σημαντικότερες να βρίσκονται στη βόρεια Ευρώπη και βόρεια Αμερική. Μια παραλλαγή των VLBI είναι το SKA που βρίσκεται στην Αυστραλία και τη Νότιο Αφρική.

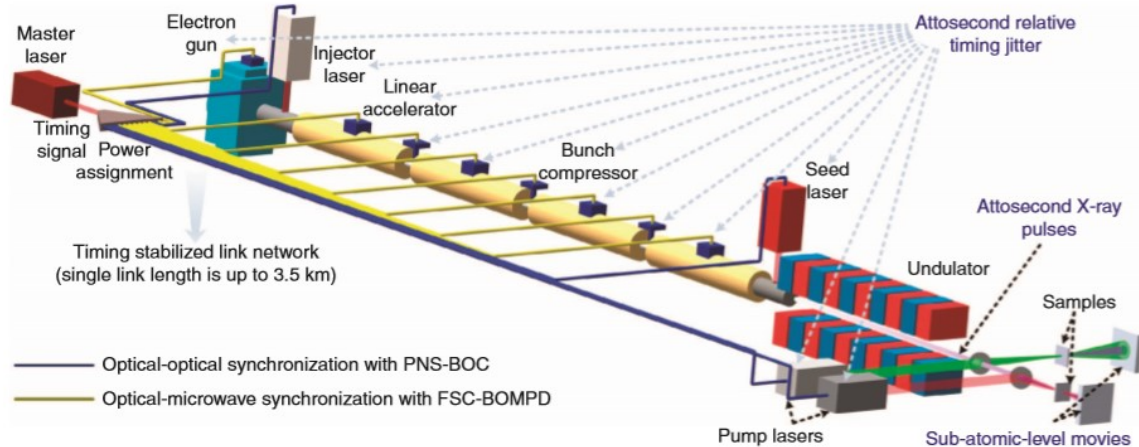
Τα συστήματα κεραιών βαθέως διαστήματος DSN των υπηρεσιών διαστήματος της Ευρώπης (ESA) και της βορείου Αμερικής (NASA) χρησιμοποιούν επίσης συχνοτικό και χρονικό συγχρονισμό των κεραιών τους που είναι διεσπαρμένες ανά την υφήλιο.

Αντίστοιχο με τα VLBI αλλά σε χαμηλότερες συχνότητες HF είναι το βορειοευρωπαϊκό LOFAR που βρίσκεται κυρίως στην Ολλανδία και λειτουργεί από το 2012.

1.2.3 Συγχρονισμός συχνοτήτων σε επιταχυντές

Η αναζήτηση για διακριτούς παλμούς σκληρών ακτινών X διάρκειας της τάξης των attoseconds (10^{-18} δευτερόλεπτα) έχει ενταθεί τα τελευταία χρόνια, μετά την πρώτη παρατήρηση ενδομοριακής μεταφοράς φορτίου [11] και την ανακάλυψη πολύ γρήγορων διαδικασιών Auger που μεταβάλλουν τη χημεία της ύλης σε εξαιρετικά μικρές χρονικές κλίμακες. Εγκαταστάσεις παραγωγής ακτινών X με lasers ελεύθερων ηλεκτρονίων –

XFELs (X-ray Free Electron Lasers), όπως το ευρωπαϊκό XFEL5, FERMI6, το ελβετικό FEL και οι γραμμικοί επιταχυντές εκπομπής σύγχρονου φωτός Linac Coherent Light sources LCLS-7 και LCLS-II8, καθώς και τα lasers εξαιρετικά ισχυρής δέσμης αναπτύσσονται διεθνώς με σκοπό την παραγωγή εξαιρετικά μικρής διάρκειας (κάτω του femtosecond, 10^{-15} δευτερόλεπτα) και μεγάλης έντασης παλμών ακτίνων X, ικανών να ανιχνεύσουν υπερταχέα χημικά και φυσικά φαινόμενα σε υποατομική χρονική και χωρική κλίμακα. Για να καταστεί δυνατή η παραγωγή παλμών και η πραγματοποίηση μετρήσεων σε τόσο μικρή χρονική κλίμακα, είναι απαραίτητο ένα σύστημα διανομής χρόνου υπερυψηλής ακρίβειας [12]. Ο σκοπός ενός τέτοιου συστήματος είναι να συγχρονίσει κατά μήκος αρκετών χιλιομέτρων τις διάφορες οπτικές και μικροκυματικές πηγές που απαιτούνται για να λειτουργήσουν τα lasers ελευθέρων ηλεκτρονίων και να πραγματοποιηθούν πειράματα άντλησης και ανίχνευσης (pump – probe) σε χρονική κλίμακα attosecond (σχήμα 1.3). Για την επίτευξη τόσο μεγάλης ακρίβειας συγχρονισμού επινοήθηκαν νέες μέθοδοι που βασίζονται σε οπτικές κτένες, οι οποίες θα αναφερθούν στις παραγράφους 1.3.3 και 1.3.4.



Σχήμα 1.3: Η διάταξη του συστήματος διανομής σημάτων χρονισμού του Ευρωπαϊκού XFEL. Το συνολικό μήκος της οπτικής ίνας διανομής που χρησιμοποιεί είναι 3,5 km. Πηγή: Αναφορά [12].

1.2.4 Συγχρονισμός κβαντικών δικτύων

Τα δίκτυα οπτικών ινών μεγάλων αποστάσεων, εκτός των άλλων εφαρμογών, είναι ιδιαίτερα κατάλληλα για την υλοποίηση κβαντικών δικτύων με πολλούς απομακρυσμένους κόμβους και κβαντικές μνήμες μακράς διάρκειας. Για να είναι λειτουργικό ένα τέτοιο δίκτυο, θα πρέπει να αντισταθμιστούν οι περιβαλλοντικές επιδράσεις στις οπτικές ίνες που το απαρτίζουν με τεχνικές οι οποίες θα περιγραφούν εκτενώς στο κεφάλαιο 3. Για παράδειγμα, οι κβαντικοί επαναλήπτες που χειρίζονται εμπλεγμένα φωτόνια [13] και οι κβαντικές οπτικές μνήμες που βασίζονται σε παγιδευμένα ιόντα με εύρος γραμμής της τάξης των Hz [14], απαιτούν σταθεροποίηση της οπτικής συχνότητας σε επίπεδα σχετικής αβεβαιότητας κάτω του 10^{-14} για την πραγματοποίηση λειτουργιών όπως είναι η αποδοτική ανταλλαγή εμπλεγμένων φωτονίων και διευθυνσιοδότηση των κβαντικών μνημών.

1.3 Πηγές χρονικών και συχνοτικών προτύπων

Οι πρότυπες πηγές συχνοτήτων βασίζονται σε ατομικούς ταλαντωτές και αποκαλούνται «ατομικά ρολόγια» (atomic clocks). Ένας ταλαντωτής χαρακτηρίζεται σαν «ατομικός» αν χρησιμοποιεί για το συντονισμό του τις κβαντισμένες ενεργειακές στάθμες ατόμων ή μορίων. Οι νόμοι της κβαντομηχανικής ορίζουν πως οποιοδήποτε φραγμένο

κβαντομηχανικό σύστημα, άτομο ή μόριο, έχει διακριτές ενεργειακές στάθμες. Το σύστημα μπορεί να μεταπηδήσει από στάθμη χαμηλότερης ενέργειας σε υψηλότερη αν διεγερθεί από ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία κατάλληλης συχνότητας. Αντίστροφα, ένα σύστημα σε υψηλότερη ενεργειακή στάθμη μπορεί να μεταβεί σε χαμηλότερη εκπέμποντας ενέργεια. Η συχνότητα συντονισμού f_0 του ατομικού ταλαντωτή ισούται με την διαφορά μεταξύ των ενεργειακών σταθμών που χρησιμοποιεί, διαιρεμένη με τη σταθερά του Planck, h :

$$f_0 = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1.1)$$

Εφόσον όλα τα άτομα του ίδιου στοιχείου είναι πανομοιότυπα, πρέπει να παράγουν την ίδια ακριβώς συχνότητα όταν απορροφούν ή εκπέμπουν ενέργεια. Τα άτομα μπορούν να θεωρηθούν σαν ιδανικά εκκρεμή των οποίων η περίοδος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη μέτρηση του χρόνου. Οι ατομικοί ταλαντωτές χρησιμοποιούνται για την παραγωγή συχνοτικών προτύπων σε διάφορες περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, από τα μικροκύματα μέχρι τις οπτικές συχνότητες. Τα διεθνή συχνοτικά πρότυπα για τη μέτρηση του χρόνου χρησιμοποιούν μικροκυματικούς ατομικούς ταλαντωτές καίσιου (Cs) και συγκεκριμένα «ατομικά σιντριβάνια καίσιου» (cesium fountain). Φθηνότεροι, συνηθέστερα χρησιμοποιούμενοι και χαμηλότερης ακρίβειας ταλαντωτές χρησιμοποιούν ρουβίδιο (Rb). Σε μικρότερη κλίμακα χρησιμοποιούνται ατομικές δέσμες καίσιου ή masers υδρογόνου.

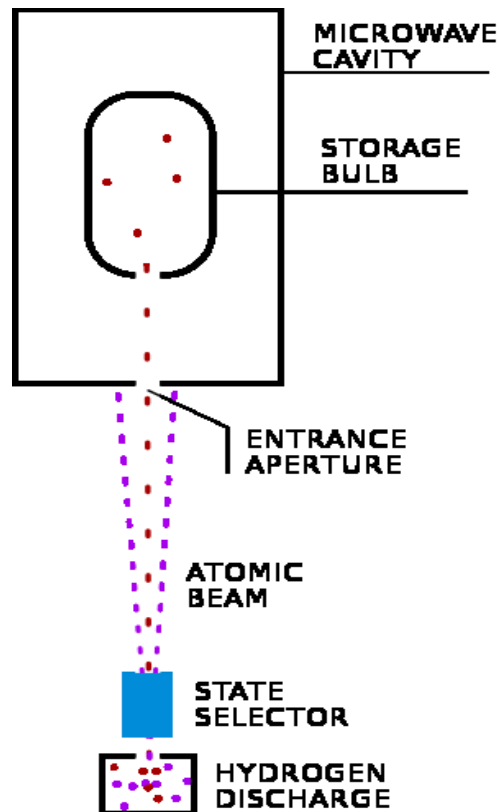
Γενικά, τα πρότυπα μπορούν να κατηγοριοποιηθούν ανάλογα με τη συχνότητα που παράγουν σε μικροκυματικά, οπτικά και οπτικές κτένες, οι οποίες παρέχουν ταυτόχρονα μικροκυματική και οπτική αναφορά.

1.3.1 Πηγές μικροκυματικών συχνοτικών προτύπων

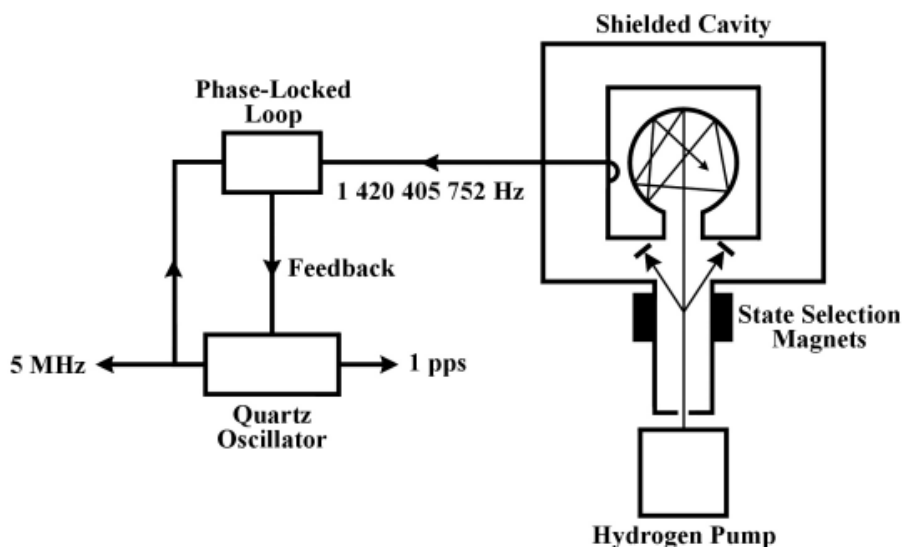
Στην κατηγορία αυτή εμπίπτουν τα masers υδρογόνου, τα ατομικά ρολόγια ρουβιδίου, δέσμης καίσιου και τα ατομικά σιντριβάνια καίσιου.

1.3.1.1 Maser υδρογόνου

Το αρκτικόλεξο maser (microwave amplification by stimulated emission of radiation – ενίσχυση μικροκυμάτων με εξαναγκασμένη εκπομπή ακτινοβολίας) καταδεικνύει την αρχή λειτουργίας αυτού του τύπου ατομικών ταλαντωτών (σχήμα 1.4). Τα maser υδρογόνου βασίζονται στην εξαναγκασμένη μετάβαση ανάμεσα σε δύο ενεργειακές καταστάσεις υπέρλεπτης δομής (hyperfine structure) του ατομικού υδρογόνου [15]. Οι καταστάσεις αυτές αντιστοιχούν σε παράλληλες και αντιπαράλληλες ιδιοστροφορές (spin) του πρωτονίου και του ηλεκτρονίου στο άτομο. Αν οι ιδιοστροφορές είναι παράλληλες, το άτομο βρίσκεται σε ελαφρά υψηλότερη ενεργειακή στάθμη, με την ενεργειακή διαφορά μεταξύ των δύο σταθμών να αντιστοιχεί σε συχνότητα 1.420.405.751,786 Hz.



Σχήμα 1.4: Αρχή λειτουργίας maser υδρογόνου. Πηγή: Wikipedia.



Σχήμα 1.5: Ενεργό maser υδρογόνου παράγει ηλεκτρικά σήματα με τυπικές τιμές συχνότητας.

Πηγή: <https://www.nist.gov/pml/time-and-frequency-division/popular-links/time-frequency-z>.

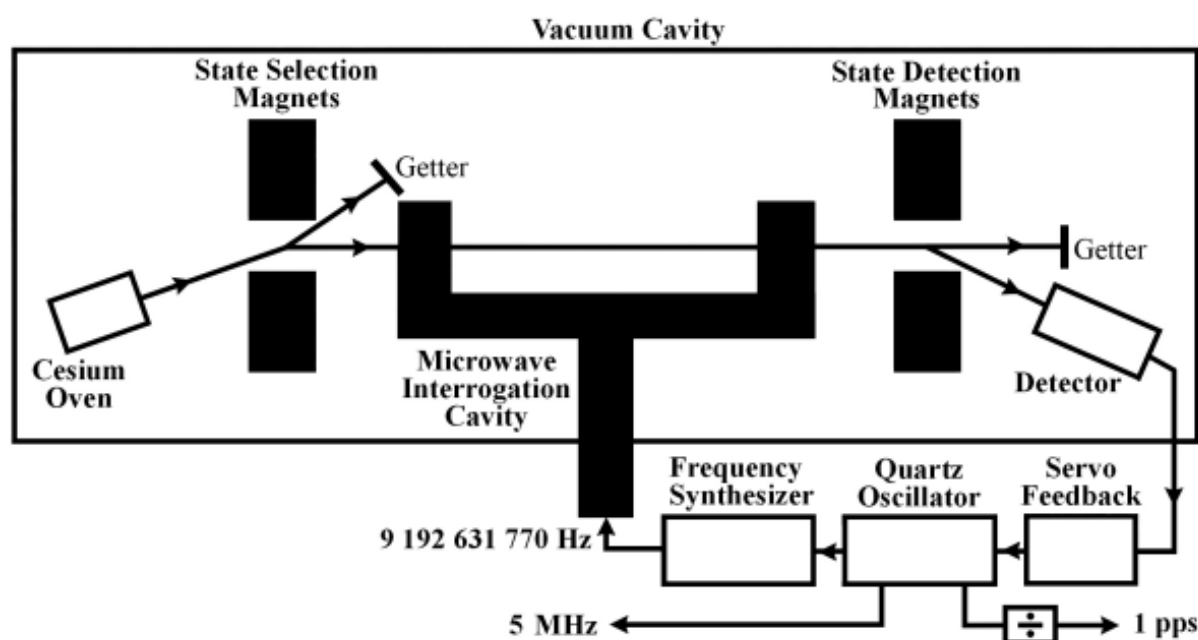
Τα maser υδρογόνου διακρίνονται σε δύο κατηγορίες, ενεργά και παθητικά. Και στις δύο, μια φιάλη με μοριακό υδρογόνο τροφοδοτεί ένα λαμπτήρα εκκένωσης για την παραγωγή ατομικού υδρογόνου. Τα άτομα του υδρογόνου εστιάζονται και περνούν μέσα από μαγνητικό πεδίο επιλογής της υψηλότερης ενεργειακής κατάστασης. Κατόπιν, τα επιλεγθέντα άτομα εισέρχονται σε κοιλότητα αποθήκευσης κατασκευασμένη από χαλαζία με εσωτερική επένδυση από teflon, η οποία επιβραδύνει την επανασύνδεση των ατόμων σε μόρια. Η κοιλότητα αποθήκευσης τοποθετείται μέσα σε μικροκυματική κοιλότητα συντονισμένη στη συχνότητα των 1,421 GHz. Όλη η διάταξη θωρακίζεται από εξωτερικά ηλεκτρομαγνητικά πεδία με διαδοχικά στρώματα θωράκισης.

Στα ενεργά maser, η μικροκυματική κοιλότητα ταλαντώνεται αυθόρμητα με τις αποδιεγέρσεις των ατόμων υδρογόνου και για το λόγο αυτό, απαιτεί μεγαλύτερη παροχή αερίου (σχήμα 1.5). Στα παθητικά maser, ένας εξωτερικός ταλαντωτής διεγείρει την κοιλότητα και συντονίζεται με ακρίβεια στη μέγιστη ισχύ εξόδου. Τα ενεργά maser έχουν καλύτερες επιδόσεις σταθερότητας.

Τυπικές τιμές της απόκλισης Allan για τα maser υδρογόνου είναι κάτω από $1 \cdot 10^{-12}$ για $\tau = 1$ s, και φτάνουν σε ένα πλατό θορύβου γύρω στο $1 \cdot 10^{-15}$ στη 1 ημέρα. Όμως σε μετρήσεις που διαρκούν μερικές ημέρες ή εβδομάδες, η απόκλιση χειροτερεύει, κυρίως λόγω μεταβολής της συχνότητας συντονισμού της μικροκυματικής κοιλότητας με το χρόνο.

1.3.1.2 Ταλαντωτής δέσμης καισίου

Τα συχνοτικά πρότυπα που χρησιμοποιούν το καισίιο βασίζονται στην ενεργειακή διαφορά μεταξύ δύο καταστάσεων υπέρλεπτης δομής της θεμελιώδους ενεργειακής στάθμης (ground state) του ατόμου του καισίου ^{133}Cs , όπως και στα maser υδρογόνου. Η ενεργειακή διαφορά στο καισίιο αντιστοιχεί σε συχνότητα 9.192.631.770 Hz και αποτελεί πρωτεύον πρότυπο συχνότητας αφού χρησιμοποιείται για τον ορισμό του δευτερολέπτου στο διεθνές σύστημα μονάδων SI [16]. Όπως αναφέρθηκε στην παράγραφο 1.1.1, το διεθνές γραφείο μέτρων και σταθμών BIPM όρισε από το 1967 το δευτερόλεπτο ως τη διάρκεια 9.192.631.770 περιόδων της ακτινοβολίας που αντιστοιχεί στη μετάβαση μεταξύ των δύο καταστάσεων υπέρλεπτης δομής της θεμελιώδους ενεργειακής στάθμης του ατόμου του καισίου 133. Το 1997, προστέθηκε η διατύπωση ότι ο ορισμός του δευτερολέπτου αναφέρεται σε άτομα καισίου σε κατάσταση ηρεμίας σε θερμοκρασία 0 K.



Σχήμα 1.6: Ταλαντωτής δέσμης καισίου. Ο βρόχος ελέγχου παράγει τυπικές τιμές συχνότητας και χρόνου. Πηγή: <https://www.nist.gov/pml/time-and-frequency-division/popular-links/time-frequency-z>

Σε έναν ταλαντωτή δέσμης καισίου, τα άτομα του καισίου θερμαίνονται και εξαχνώνονται (σχήμα 1.6). Στη συνέχεια διέρχονται με υψηλή ταχύτητα μέσα από ένα ζευγάρι μαγνητών οι οποίοι λειτουργούν σαν πύλη επιλογής των ατόμων με συγκεκριμένη ενεργειακή στάθμη. Τα άτομα αυτά οδηγούνται σε μια μικροκυματική κοιλότητα όπου εκτίθενται σε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία προερχόμενη από ένα κρυσταλλικό ταλαντωτή. Αν η συχνότητα του ταλαντωτή ταυτίζεται με την συχνότητα

συντονισμού του καισίου, τα άτομα αλλάζουν ενεργειακή κατάσταση. Στη συνέχεια, η δέσμη των ατόμων περνά μέσα από μια δεύτερη μαγνητική πύλη, η οποία επιτρέπει την διέλευση προς τον ανιχνευτή μόνο των ατόμων που έχουν αλλάξει ενεργειακή κατάσταση. Τα άτομα που δεν έχουν μεταβάλλει την κατάστασή τους εκτρέπονται μακριά από τον ανιχνευτή. Ο ανιχνευτής παράγει σήμα ανάδρασης ανάλογα με το πλήθος των ατόμων που συλλέγει και συντονίζει τον κρυσταλλικό ταλαντωτή ώστε να μεγιστοποιηθεί αυτό το πλήθος. Τυπικές τιμές συχνότητας (5 MHz) και χρόνου (1pps) παράγονται από τον ταλαντωτή, ενώ ένας συνθέτης PLL παρέχει τη συχνότητα συντονισμού του καισίου, χρησιμοποιώντας σαν συχνότητα αναφοράς την έξοδο του ταλαντωτή.

Ένας ταλαντωτής δέσμης καισίου εξάγει την τυπική συχνότητα συντονισμού του χωρίς εξωτερικές ρυθμίσεις και δεν είναι ευπαθής στη γήρανση των στοιχείων του. Παρόλα αυτά, περιβαλλοντικές συνθήκες όπως δονήσεις και μαγνητικά πεδία προκαλούν μικρές ολισθήσεις της συχνότητας.

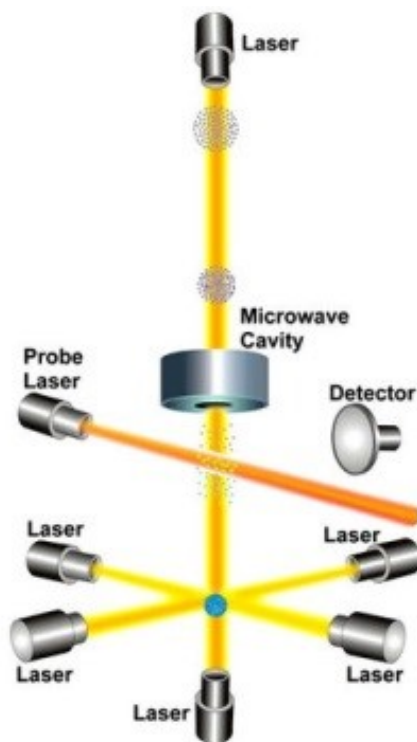
Ο συντελεστής ποιότητας των εμπορικών προτύπων καισίου είναι της τάξης του 10^8 . Ο σωλήνας που φιλοξενεί τη δέσμη έχει μήκος μικρότερο του 0,5 m και οι ταχύτητες των ατόμων είναι μεγαλύτερες από 100 m/s, πράγμα που περιορίζει το χρόνο παρατήρησης της δέσμης σε μερικά ns και το εύρος συντονισμού σε μερικές εκατοντάδες Hz. Η ευστάθεια στο 1 sec είναι τυπικά $5 \cdot 10^{-12}$, και φτάνει στο 10^{-14} σε χρόνο ολοκλήρωσης 1 ημέρας. Η απόκλιση συχνότητας είναι τυπικά της τάξης του $1 \cdot 10^{-13}$ μετά από κάποιο μικρό χρόνο προθέρμανσης.

1.3.1.3 Ταλαντωτής σιντριβανιού καισίου

Την αιχμή της σύγχρονης τεχνολογίας ατομικών ρολογιών καισίου αποτελούν τα σιντριβάνια καισίου. Οφείλουν το όνομά τους στην κίνηση των ατόμων του καισίου στο εσωτερικό τους που προσομοιάζει την κίνηση του νερού σε σιντριβάνι. Ένα τέτοιο σιντριβάνι που ονομάζεται NIST-F2 παρέχει τα πρότυπα συχνότητας και χρόνου για τις ΗΠΑ [17].

Το σιντριβάνι καισίου λειτουργεί απελευθερώνοντας αέριο άτομων καισίου σε θάλαμο κενού, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.7. Έξι δέσμες laser που λειτουργούν στο υπέρυθρο κατευθύνονται στο κέντρο του θαλάμου σχηματίζοντας ορθές γωνίες μεταξύ τους. Η ακτινοβολία των lasers διευθετεί τα άτομα σε σχήμα σφαίρας ενώ ταυτόχρονα τα ψύχει σε θερμοκρασία μερικών χιλιοστών του βαθμού πάνω από το απόλυτο μηδέν, περιορίζοντας τη θερμική κίνηση σε μερικά cm/s. Στη συνέχεια, οι κατακόρυφες δέσμες laser δίνουν μια μικρή ώθηση στη σφαίρα των ατόμων προς τα πάνω και τότε όλα τα laser απενεργοποιούνται. Η ώθηση αυτή ανυψώνει τα άτομα περίπου 1 μέτρο μέσα από μια μικροκυματική κοιλότητα. Τα άτομα ξαναπέφτουν λόγω βαρύτητας και η συνολική διάρκεια της κίνησης είναι περίπου 1 δευτερόλεπτο. Η κοιλότητα τροφοδοτείται από ηλεκτρονικό ταλαντωτή του οποίου η συχνότητα γεινιάζει με τη συχνότητα μετάβασης των ατόμων καισίου. Κατά τη διάρκεια της κίνησης μέσα στην κοιλότητα, η ενεργειακή στάθμη των ατόμων είναι πιθανό να μεταβληθεί υπό την επίδραση της μικροκυματικής ακτινοβολίας. Μετά την ολοκλήρωση της κίνησης, ένα άλλο laser - ανιχνευτής φωτίζει τα άτομα. Τα άτομα των οποίων η ενεργειακή κατάσταση έχει μεταβληθεί από την αλληλεπίδραση με το μικροκυματικό πεδίο εκπέμπουν φωτόνια με τη διαδικασία του φθορισμού, τα οποία συλλαμβάνονται και καταμετρώνται από έναν ανιχνευτή. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται πολλές φορές ενώ η συχνότητα της μικροκυματικής ακτινοβολίας μεταβάλλεται. Τελικά, προσδιορίζεται η συχνότητα που επιφέρει αλλαγή κατάστασης στο μέγιστο αριθμό ατόμων καισίου και μεγιστοποιεί το φθορισμό τους. Αυτή είναι και η συχνότητα συντονισμού. Ο συντελεστής ποιότητας του σιντριβανιού είναι δύο τάξεις μεγέθους υψηλότερος αυτού της δέσμης ατόμων καισίου επιτυγχάνοντας ένα εύρος συντονισμού μικρότερο του 1 Hz εξαιτίας του

μεγάλου χρόνου παρατήρησης και της πολύ χαμηλής θερμοκρασίας των ατόμων. Η συνδυασμένη αβεβαιότητα του NIST-F2 είναι κοντά στο $1 \cdot 10^{-16}$ [17].



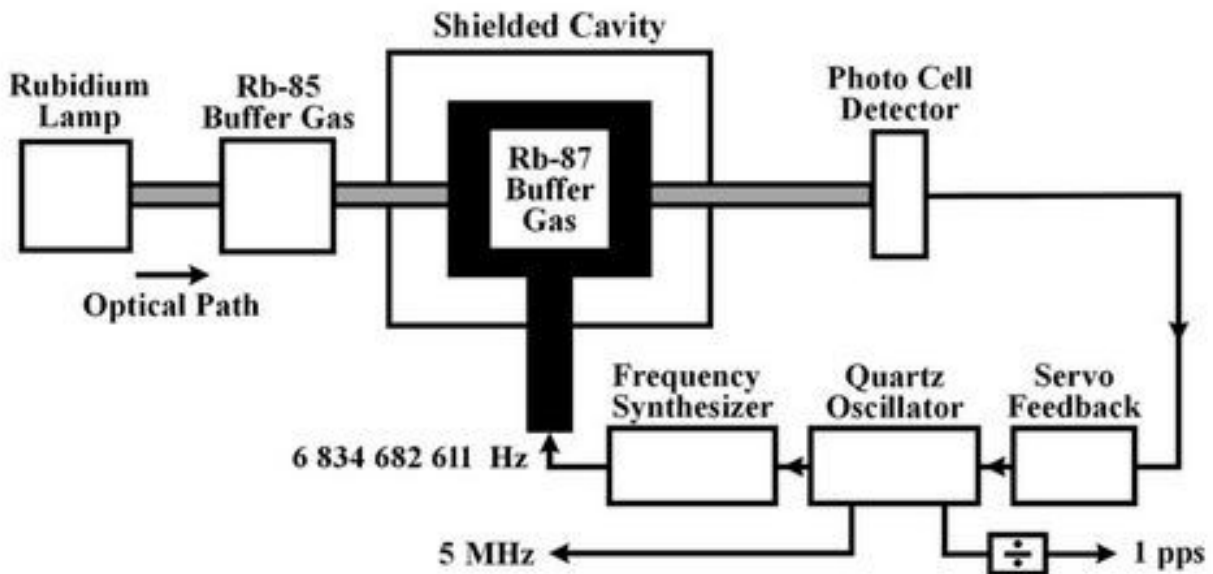
Σχήμα 1.7: Αρχή λειτουργίας σιντριβανιού ατόμων καισίου. Πηγή: <https://www.nist.gov/pml/time-and-frequency-division/popular-links/time-frequency-z>

1.3.1.4 Ταλαντωτής ρουβιδίου

Οι ταλαντωτές ρουβιδίου είναι φθηνοί και πολύ διαδεδομένοι ατομικοί ταλαντωτές [18]. Λειτουργούν στη συχνότητα συντονισμού του ατόμου του ρουβιδίου ^{87}Rb γύρω στα 6,83 GHz. Όπως φαίνεται στο σχήμα 1.8, η οπτική δέσμη από μια λυχνία ρουβιδίου διεγείρει τα άτομα του αερίου ^{87}Rb που βρίσκονται στο θάλαμο απομόνωσης σε δεδομένη ενεργειακή κατάσταση. Μικροκυματική ακτινοβολία που παράγεται από ένα συνθέτη συχνοτήτων και εγκλωβίζεται στην κοιλότητα που περιβάλλει τον απομονωτή, επιβάλλει τη μετάβαση σε άλλη ενεργειακή στάθμη, αυξάνοντας την απορρόφηση που υφίσταται η οπτική δέσμη. Ένας οπτικός ανιχνευτής μετρά την εξασθένιση της δέσμης και συντονίζει τον κρυσταλλικό ταλαντωτή αναφοράς του συνθέτη ώστε η εξασθένιση να μεγιστοποιηθεί. Με τον τρόπο αυτό, ο κρυσταλλικός ταλαντωτής κλειδώνεται στη συχνότητα συντονισμού του ρουβιδίου, η οποία ισούται με 6.834.682.611 Hz, και αποδίδει τυπικές τιμές συχνότητας στην έξοδό του (5 MHz & 1 Hz).

Οι ταλαντωτές ρουβιδίου έχουν μικρές διαστάσεις και επιτυγχάνουν τη μέγιστη τιμή του λόγου απόδοσης προς κόστος μεταξύ των ατομικών ταλαντωτών. Η μακροπρόθεσμη ευστάθειά τους είναι κατά πολύ ανώτερη των κρυσταλλικών ταλαντωτών ενώ έχουν μικρότερες διαστάσεις και είναι πιο φθηνοί και πιο αξιόπιστοι από τους ταλαντωτές καισίου. Ο συντελεστής ποιότητας των ταλαντωτών αυτών είναι γύρω στο 10^7 . Ανεπιθύμητες ολισθήσεις συχνότητας συμβαίνουν κυρίως λόγω των συγκρούσεων των ατόμων ρουβιδίου με άλλα άτομα και λόγω της γήρανσης της λυχνίας, περιορίζοντας τη μακροπρόθεσμη ευστάθεια. Επιτυγχάνονται τυπικές τιμές ευστάθειας $1 \cdot 10^{-11}$ στο 1 δευτερόλεπτο και $1 \cdot 10^{-12}$ σε μια ημέρα. Η απόκλιση συχνότητας κυμαίνεται μεταξύ $5 \cdot 10^{-$

10^{-10} και $5 \cdot 10^{-12}$ μετά από προθέρμανση διάρκειας μερικών λεπτών ή ωρών. Οι ταλαντωτές ρουβιδίου ικανοποιούν τις απαιτήσεις ακρίβειας των περισσότερων εφαρμογών.



Σχήμα 1.8: Ο ταλαντωτής ρουβιδίου. Πηγή: <https://www.nist.gov/pml/time-and-frequency-division/popular-links/time-frequency-z>

1.3.2 Πηγές οπτικών συχνοτικών προτύπων

Τα οπτικά συχνοτικά πρότυπα βασίζονται στην ίδια αρχή λειτουργίας με τα μικροκυματικά, χρησιμοποιούν όμως ατομικούς συντονισμούς σε πολύ υψηλότερες, οπτικές συχνότητες. Όπως και στα μικροκυματικά πρότυπα, το φάσμα απορρόφησης των ατόμων χρησιμοποιείται για να σταθεροποιήσει μια οπτική πηγή – laser.

Η ακρίβεια μιας ατομικής πηγής εξαρτάται από τη θερμοκρασία του δείγματος των ατόμων, διότι τα ψυχρά άτομα κινούνται με μικρότερες ταχύτητες επιτρέποντας μεγάλους χρόνους παρατήρησης, όπως συμβαίνει στους ταλαντωτές σιντριβανιού καισίου. Επίσης, η ακρίβεια αυξάνεται σε υψηλότερες συχνότητες και μειωμένα εύρη ατομικού συντονισμού. Έτσι, οι ταλαντωτές που λειτουργούν σε υψηλότερες συχνότητες έχουν βελτιωμένη ακρίβεια και ευστάθεια. Το πρόβλημα που παρουσιάζεται στο πέρασμα από τις μικροκυματικές στις οπτικές συχνότητες έγκειται στη δυσκολία απευθείας μέτρησης των τελευταίων. Το χάσμα αυτό ξεπεράστηκε με την ανάπτυξη των αυτο-αναφερόμενων laser εγκλειδωμένου τρόπου (self-referenced mode locked lasers) που συχνότερα αναφέρονται ως οπτικές κτένες με fs διάρκεια παλμού (femtosecond frequency combs). Οι κτένες αυτές επιτρέπουν τη διαίρεση της συχνότητας του οπτικού προτύπου σε μια μετρήσιμη μικροκυματική συχνότητα, διαιρώντας ταυτόχρονα κατά τον ίδιο παράγοντα το εύρος γραμμής και το φασικό θόρυβο του οπτικού ταλαντωτή - laser. Παρόλο που ο φασικός θόρυβος των lasers είναι ισχυρότερος από των μικροκυματικών ταλαντωτών, μετά τη διαίρεση προκύπτει αισθητά ασθενέστερος, βελτιώνοντας κατά πολύ την ευστάθεια και την ακρίβεια του προτύπου.

Υπάρχουν τρεις κύριες κατηγορίες οπτικών συχνοτικών προτύπων:

- Μεμονωμένα ιόντα απομονωμένα σε ιοντική παγίδα (ion trap).
- Ουδέτερα άτομα παγιδευμένα σε οπτικό πλέγμα (optical lattice clock)
- Άτομα περιορισμένα σε τρισδιάστατο οπτικό πλέγμα κβαντικού αερίου.

Όλες αυτές οι τεχνικές απομονώνουν τα άτομα ή ιόντα από εξωτερικές διαταραχές ώστε να επιτυγχάνονται εξαιρετικής ακρίβειας συχνοτικές αναφορές. Τα άτομα που χρησιμοποιούνται είναι τα Al^+ , Hg^{+2+} , Hg , Sr , Sr^{+2+} , In^{+3+} , Mg , Ca , Ca^+ , $Yb^{+2+/3+}$, Yb και Th^{+3+} .

Η ακρίβεια και ευστάθεια τέτοιων ρολογιών και συγκεκριμένα της τεχνολογίας πλήθους ατόμων σε οπτικό πλέγμα έχουν φτάσει σε τάξη μεγέθους 10^{-18} , πολύ καλύτερες από τις αντίστοιχες των μικροκυματικών προτύπων [19].

1.3.3 Οπτικές συχνοτικές κτένες

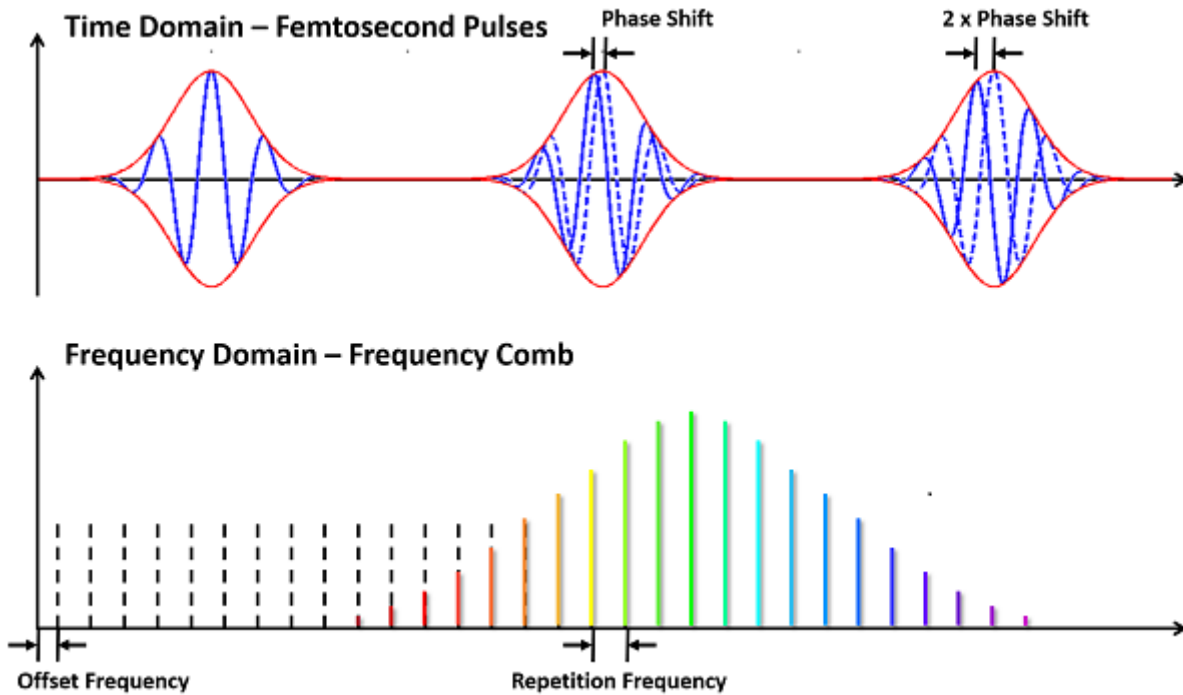
Οι οπτικές συχνοτικές κτένες (optical frequency combs - OFCs) είναι οπτικές πηγές laser των οποίων το φάσμα αποτελείται από μια σειρά ισαπέχοντων φασματικών γραμμών [20], [21], [22], [23]. Μπορούν να δημιουργηθούν με διάφορους τρόπους, όπως με διαμόρφωση από πηγή υψηλών ηλεκτρικών συχνοτήτων ενός laser συνεχούς κύματος ή με μη γραμμικές μεθόδους [24]. Η πλέον σημαντική μέθοδος υλοποίησης μια τέτοιας συχνοτικής κτένας είναι η σταθεροποίηση της παλμοσειράς που παράγει ένα laser εγκλειδωμένου τρόπου (MLL). Στα laser εγκλειδωμένου τρόπου, ελέγχεται η φασική σχέση των τρόπων ενός πολύτροπου laser ώστε η συμβολή τους να δώσει στην έξοδο παλμούς φωτός εξαιρετικά μικρής διάρκειας. Η μικρότερη διάρκεια παλμών που έχει επιτευχθεί είναι της τάξης των fs με laser ζαφειριού Τιτανίου (Ti:sapphire) το οποίο χρησιμοποιεί φακό φαινομένου Kerr (Kerr effect lens) για την εγκλείδωση των τρόπων του [25]. Όσο μικρότερη είναι η διάρκεια του παλμού, τόσο περισσότεροι εγκλειδωμένοι τρόποι συμβάλλουν και τόσο εκτενέστερο είναι το φάσμα της παλμοσειράς.

Η αναπαράσταση στο πεδίο της συχνότητας μιας ιδανικής οπτικής κτένας είναι μια σειρά από ισαπέχουσες συναρτήσεις δέλτα (δ functions). Στην πράξη, οι παλμοί έχουν κάποια διάρκεια και το σχήμα τους ποικίλει. Η οπτική συχνότητα f_n ενός δοντιού της κτένας δίνεται από:

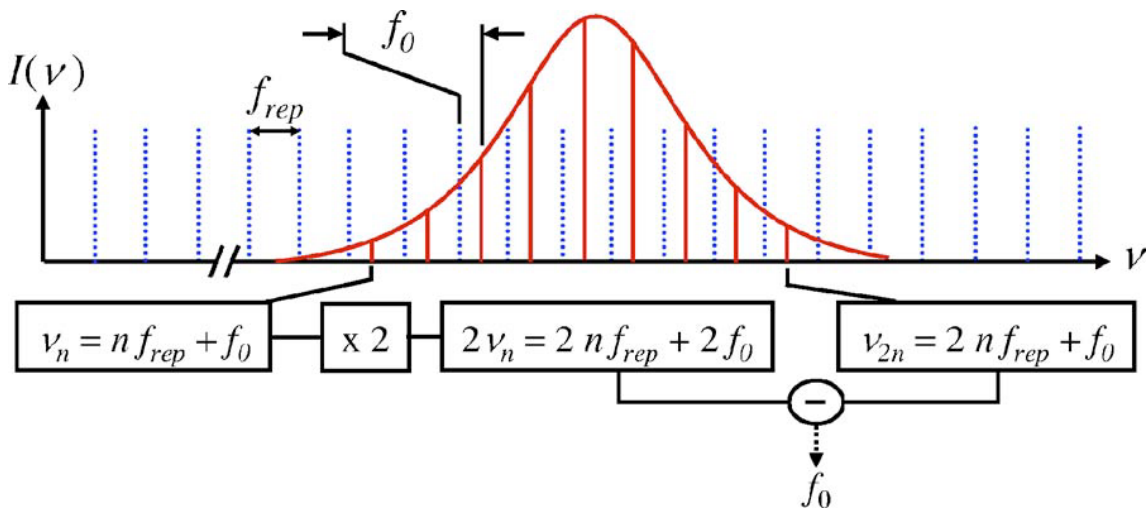
$$f_n = n \cdot f_{rep} + f_0 \quad (1.2)$$

όπου n φυσικός αριθμός, f_{rep} είναι η συχνότητα επανάληψης των παλμών (pulse repetition frequency) και f_0 είναι η μετατόπιση συχνότητας της περιβάλλουσας του φέροντος (carrier envelope offset frequency), η οποία είναι μικρότερη της f_{rep} . Η f_0 οφείλεται στη διαφορά μεταξύ της φασικής ταχύτητας και της ταχύτητας ομάδας στην κοιλότητα του laser και είναι ο ρυθμός με τον οποίο το μέγιστο της συχνότητας του οπτικού φέροντος ολισθαίνει από το μέγιστο του παλμού κατά μήκος της παλμοσειράς, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.9.

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι οπτικές κτένες που εκτείνονται τουλάχιστον σε μια οκτάβα, περιέχουν δηλαδή τουλάχιστον μια οπτική συχνότητα και τη διπλάσιά της. Οι κτένες αυτές, μπορούν να μετρήσουν και να διορθώσουν αν χρειάζεται τις ολισθήσεις των συχνοτήτων f_{rep} και f_0 . Η ενσωμάτωση μηχανισμών που σταθεροποιούν τους δύο βαθμούς ελευθερίας της κτένας, δηλαδή τις δύο χαρακτηριστικές συχνότητες f_{rep} και f_0 , δημιουργεί μια κτένα μέσω της οποίας μπορούν να μετατραπούν οι οπτικές συχνότητες σε μικροκυματικές και επομένως να μετρηθούν με εξαιρετική ακρίβεια.



Σχήμα 1.9: Αναπαράσταση της οπτικής συχνοτικής κτένας στα πεδία χρόνου και συχνοτήτων. Στο πεδίο του χρόνου, εικονίζεται η ολίσθηση του μεγίστου της συχνότητας του οπτικού φέροντος από το μέγιστο του παλμού κατά μήκος της παλμοσειράς.



Σχήμα 1.10: Η μετατόπιση συχνότητας της περιβάλλουσας του φέροντος f_0 υπολογίζεται από τη διαφορά οπτικών συχνοτήτων του τρόπου n από τον τρόπο $2n$.

Η μέτρηση της συχνότητας επανάληψης των παλμών f_{rep} γίνεται εύκολα με την πρόσπτωση της κτένας σε μια φωτοδιόδο. Η ηλεκτρική έξοδος της φωτοδιόδου είναι ταλάντωση στη συχνότητα f_{rep} . Η μέτρηση της f_0 είναι αρκετά πιο περίπλοκη και αρκετές μέθοδοι έχουν προταθεί για το σκοπό αυτό. Μια απλή μέθοδος η οποία απαιτεί μόνο μια μη γραμμική οπτική μετατροπή είναι η τεχνική " $f - 2f$ " [26]. Σε αυτήν, το φως από την χαμηλότερης συχνότητας περιοχή του οπτικού φάσματος της κτένας διπλασιάζει τη συχνότητά του με τη χρήση ενός μη γραμμικού οπτικού κρυστάλλου και συμβάλλει σε μια φωτοδιόδο με την αντίστοιχη υψηλότερη συχνότητα της κτένας, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.10. Η έξοδος της φωτοδιόδου είναι η f_0 .

1.3.4 Σταθεροποίηση των οπτικών κτενών

Η χρήση των οπτικών κτενών ως πηγών οπτικών και μικροκυματικών προτύπων προϋποθέτει τη σταθεροποίησή τους. Όπως φαίνεται από την εξίσωση (1.2), η οπτική συχνότητα της κάθε φασματικής συνιστώσας f_n της κτένας που παράγεται από laser εγκλειδωμένου τρόπου εξαρτάται από δύο μεταβλητές - βαθμούς ελευθερίας: τη συχνότητα επανάληψης παλμών του laser f_{rep} και τη μετατόπιση συχνότητας της περιβάλλουσας του φέροντος f_o . Εφόσον σταθεροποιηθούν οι δύο μικροκυματικές συχνότητες f_{rep} και f_o , σταθεροποιείται και κάθε οπτική συχνότητα f_n της κτένας. Η f_o μπορεί να μετρηθεί χρησιμοποιώντας την μέθοδο αυτο-αναφοράς που αναφέρθηκε προηγουμένως, με δεδομένο ότι η κτένα εκτείνεται τουλάχιστον σε μια οπτική οκτάβα. Η ετερόδυνα συμβολή ανάμεσα στο διπλασιασμένο χαμηλότερο τμήμα του υπέρυθρου φάσματος και στο τμήμα υψηλότερων συχνοτήτων της κτένας, παρέχει τη μικροκυματική συχνότητα f_o . Η συχνότητα αυτή μπορεί να σταθεροποιηθεί με εγκλειδωση σε μια μικροκυματική αναφορά, ελέγχοντας τη διαφορά μεταξύ της φασικής και της ταχύτητας ομάδας της κοιλότητας του laser, πράγμα που επιτυγχάνεται επιδρώντας στην ισχύ του laser άντλησης [27], [28], [29]. Το σχήμα αυτο-αναφοράς που περιγράφηκε αναφέρεται ως τεχνική " $f - 2f$ ". Το φάσμα οκτάβας που απαιτείται μπορεί να επιτευχθεί είτε χρησιμοποιώντας μια υψηλής μη γραμμικότητας ίνα μικροδομών (microstructure fiber) [30], είτε ένα laser παραγωγής παλμών εξαιρετικά μικρής διάρκειας της τάξης των fs (femtosecond laser), το οποίο από τη φύση του παράγει φάσμα εκτεινόμενο σε οκτάβα [31], [32]. Επίσης, είναι εφικτό να σταθεροποιηθεί η f_o χρησιμοποιώντας τεχνικές $2f - 3f$ [33], [34] οι οποίες απαιτούν μόνο τα $2/3$ της οκτάβας, ή ακόμα πιο πολύπλοκα σχήματα που υιοθετούν διάφορους λόγους συχνοτήτων [35]. Ακόμα, έχουν αναπτυχθεί τεχνικές διαφοράς συχνοτήτων, οι οποίες επιτυγχάνουν τη δημιουργία κτενών με μηδενική συχνότητα f_o και απαιτούν σταθεροποίηση μόνο της f_{rep} [36].

Η σταθεροποίηση της κτένας σε μια οπτική συχνότητα αναφοράς ολοκληρώνεται αν σταθεροποιηθεί η ετερόδυνα συμβολή μεταξύ μιας εκ των φασματικών της γραμμών και της αναφοράς, με παράλληλη αυτόνομη σταθεροποίηση της f_o . Συνήθως χρησιμοποιείται ένας καθρέπτης εντός της κοιλότητας του laser, ο οποίος δρα μεταβάλλοντας στη συχνότητα επανάληψης παλμών. Έτσι, κάθε οπτική συχνότητα της κτένας αποκτά τη σταθερότητα και ακρίβεια της οπτικής αναφοράς και δημιουργείται μια φασικά σύμφωνη γέφυρα ανάμεσα στην αναφορά και σε οποιαδήποτε άλλη οπτική συχνότητα μέσα στο φασματικό εύρος που καλύπτει η κτένα. Η ευστάθεια και ακρίβεια της κτένας επεκτείνεται και στις μικροκυματικές συχνότητες μέσω της f_{rep} . Εναλλακτικά, αντί για οπτική αναφορά, η κτένα μπορεί να σταθεροποιηθεί και σε μικροκυματική αναφορά. Συγκεκριμένα, αν η f_{rep} κλειδωθεί σε μικροκυματικό πρότυπο υψηλής ακρίβειας και η f_o κλειδωθεί με την τεχνική $f - 2f$, τότε η ευστάθεια της μικροκυματικής πηγής μεταφέρεται σε κάθε φασματική συνιστώσα της κτένας.

Οποιαδήποτε, οπτική ή ηλεκτρική αναφορά κι αν χρησιμοποιηθεί για την εγκλειδωση, πάντα θα υφίσταται ένα υπολειπόμενο φασικό σφάλμα, που στην καλύτερη περίπτωση θα οφείλεται στο θερμικό θόρυβο ή στο θόρυβο βολής. Όταν η κτένα σταθεροποιείται σε οπτική αναφορά, το υπόλοιπο φασικού θορύβου συνεισφέρει πολύ λιγότερο στη σχετική ευστάθεια των συχνοτήτων που παρέχει η κτένα, σε σχέση με την περίπτωση σταθεροποίησης σε μικροκυματική αναφορά. Για το λόγο αυτό, είναι προτιμότερο να εγκλειδώνεται η κτένα σε οπτική αναφορά και να προκύπτει το ηλεκτρικό, μικροκυματικό πρότυπο στην f_{rep} ή σε αρμονική της με φωτοφύραση, επιτυγχάνοντας καλύτερη σχετική ευστάθεια λόγω του μεγάλου λόγου συχνοτήτων μεταξύ των οπτικών προτύπων και της επιθυμητής μικροκυματικής αναφοράς.

Η μετάδοση οπτικών προτύπων μέσα από οπτική ίνα απαιτεί κτένες στην περιοχή των 1550 nm για ελαχιστοποίηση των απωλειών και της διασποράς κατά τη διάδοση. Καλές

πηγές οπτικών κτενών στα 1550 nm αποτελούν τα laser ίνας εμπλουτισμένης με ιόντα Ερβίου, Er^{+3} [37], [38], [39], [40], [41]. Οι κτένες που παράγονται από αυτά, μπορούν να επεκταθούν συχνοτικά ώστε να καλύπτουν μια οκτάβα και να χρησιμοποιήσουν την τεχνική $f - 2f$ για την εγκλειδωση της f_0 [42]. Εναλλακτικά, η κτένα των 1550 nm μπορεί να σταθεροποιηθεί σε σχέση με την κτένα που παράγει ένα laser ζαφειριού Τιτανίου εγκλειδωμένου τρόπου, το οποίο με τη σειρά του έχει κλειδωθεί σε οπτική αναφορά. Για παράδειγμα, ένα laser εγκλειδωμένου τρόπου μπορεί να έχει φασματικό εύρος μόλις 1 nm, πράγμα που εμποδίζει την επαρκή επέκτασή του σε μια $f - 2f$ διάταξη για τη σταθεροποίηση της f_0 . Σε αυτή την περίπτωση, ο ρυθμός επανάληψης του laser μπορεί να κλειδωθεί σε αυτόν ενός laser ζαφειριού Τιτανίου [43]. Η διαδικασία αυτή έχει σαν αποτέλεσμα τον στενό συγχρονισμό μεταξύ των lasers. Στη συνέχεια, η κτένα των 1550 nm υφίσταται διπλασιασμό συχνότητας ώστε να επικαλύπτεται φασματικά με την κτένα του laser ζαφειριού Τιτανίου, επιτρέποντας την ανάδειξη της ετερόδυνης συμβολής που θα χρησιμοποιηθεί για την σταθεροποίηση της f_0 [44], [45], ολοκληρώνοντας τη σταθεροποίηση και των δύο κτενών. Τα laser εγκλειδωμένου τρόπου με χαμηλό θόρυβο πλάτους και φασικό θόρυβο [46], [47] επωφελούνται από την τεχνική αυτή για να σταθεροποιήσουν τις οπτικές συχνότητες που παράγουν.

Η απλότητα της σταθεροποίησης των laser εγκλειδωμένου τρόπου σε οπτική αναφορά οφείλεται στον έλεγχο δύο μόνο βαθμών ελευθερίας και επιτρέπει τη μεταφορά της φασικής συμφωνίας και ευστάθειας που επιτυγχάνεται σε μεγάλες περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, από τη μικροκυματική περιοχή [27], [42], [35], [48], [49], το υπέρυθρο [36], [50], [51], [52], το ορατό [53], [54], ακόμα και το υπεριώδες [55], [56].

1.4 Μέθοδοι μετάδοσης και διανομής συχνοτικών προτύπων

Όπως αναλύσαμε στην παράγραφο 1.2 σε πολλές εφαρμογές είναι αναγκαία η μετάδοση και διανομή των συχνοτικών προτύπων σε μικρές ή μεγάλες αποστάσεις. Εκτός από τη μετάδοση μέσω οπτικών ινών η οποία αποτελεί το κύριο ερευνητικό πεδίο αυτής της διατριβής και θα εξεταστεί διεξοδικά στο κεφάλαιο 3, έχουν χρησιμοποιηθεί διάφορες άλλες μέθοδοι για το σκοπό αυτό: οπτικές (ελεύθερος χώρος), καλωδιακές (ομοαξονικά καλώδια) και δορυφορικές. Τα σχήματα αυτά θα παρουσιαστούν εν συντομία στις επόμενες παραγράφους.

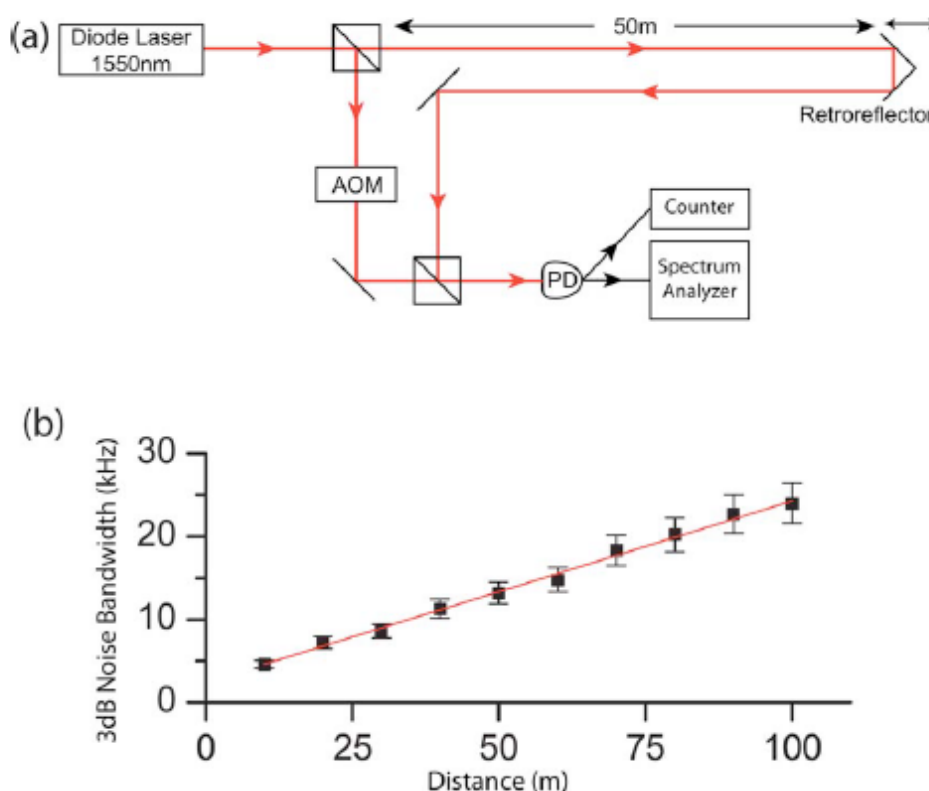
1.4.1 Οπτική μετάδοση συχνοτικών προτύπων στον ελεύθερο χώρο.

Η οπτική μετάδοση και διανομή συχνοτικών προτύπων στον ελεύθερο χώρο επιτρέπει μεγαλύτερη ευελιξία στη διάταξη του δικτύου σε σχέση με τις καλωδιακές. Έχουν πραγματοποιηθεί πολλά πειράματα [57], [58], [59], [60], [61], [62], [63], [64], [65], [66], επίδειξης των δυνατοτήτων και χαρακτηρισμού τέτοιου είδους ζεύξεων. Έχουν χρησιμοποιηθεί μικροκυματικά (RF) και οπτικά πρότυπα καθώς και οπτικές κτένες, ενώ οι μέθοδοι αντιστάθμισης της φασικής – χρονικής αστάθειας που προκαλείται από ατμοσφαιρικές διαταραχές ποικίλουν από την αμφίδρομη μετάδοση συχνότητας - χρόνου (TWTFT) [61], [62], [63] έως την ενεργή αντιστάθμιση με οπτικές ή ηλεκτρικές γραμμές καθυστέρησης [64], [65], [66].

Η μετάδοση των συχνοτικών προτύπων μέσα από τον ελεύθερο χώρο εμφανίζει πρόσθετα προβλήματα σε σχέση με άλλου τύπου μεταδόσεις προτύπων, όπως είναι αυτή μέσω δικτύου οπτικών ινών. Οι διαταραχές της θερμοκρασίας και της πίεσης στον ατμοσφαιρικό αέρα προκαλούν τυχαία μεταβολή του δείκτη διάθλασης. Οι αναταράξεις αυτές καταστρέφουν τη χωρική συμφωνία της δέσμης laser καθώς αυτή διαδίδεται μέσα από την ατμόσφαιρα, φαινόμενο το οποίο επηρεάζει την ευστάθεια των μεταφερόμενων οπτικών σημάτων. Επιπρόσθετα, το σύστημα ανίχνευσης της δέσμης στο δέκτη θα εμφανίζει χρονικές μεταβολές της λαμβανόμενης στάθμης που σχετίζονται με τις

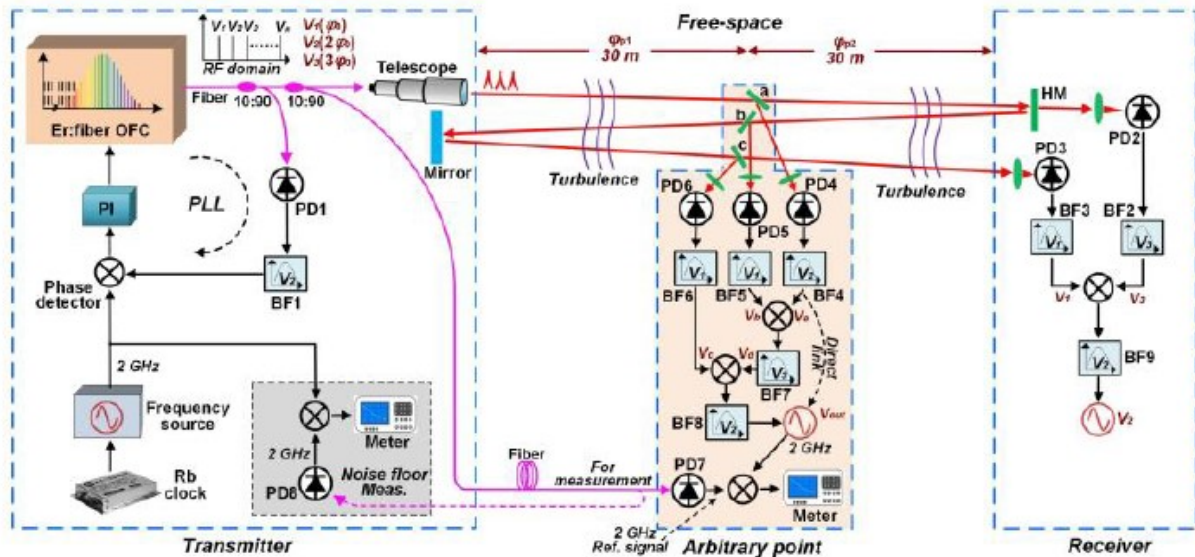
διαλείψεις σπινθηρισμού, οι οποίες μπορούν να μετατραπούν σε διαταραχές φάσης μέσω του φαινομένου μετατροπής της διαμόρφωσης πλάτους σε φάση.

Ένα πείραμα χαρακτηρισμού των διαταραχών φάσης κατά την ατμοσφαιρική μετάδοση περιγράφεται στην αναφορά [67]. Πρόκειται για μία μετάδοση ελεύθερου χώρου στην οποία οι διαταραχές φάσης του οπτικού φέροντος μετρήθηκαν και χαρακτηρίστηκαν με τη βοήθεια ενός συμβολόμετρου Mach-Zehnder. Η πειραματική διάταξη φαίνεται στο σχήμα 1.11a. Η έξοδος ενός laser μήκος κύματος 1550 nm διαχωρίζεται σε δύο δέσμες. Μία δέσμη διέρχεται μέσα από ακουστο-οπτικό διαμορφωτή (AOM) η έξοδος του οποίου συμβάλλει με τη δεύτερη δέσμη, η οποία διαδίδεται στον ελεύθερο χώρο, ανακλάται και επιστρέφει στον πομπό. Το σήμα συμβολής ανιχνεύεται με μία γρήγορη φωτοδίοδο και τα αποτελέσματα αναλύονται στο ηλεκτρικό πεδίο. Η διαφορά δρόμου του συμβολόμετρου μπορεί να ρυθμιστεί μεταβάλλοντας τη θέση του ανακλαστήρα έως τα 100 μέτρα. Το εύρος ζώνης θορύβου σε συνάρτηση με την απόσταση μετάδοσης φαίνεται στο σχήμα 1.11b. Το εύρος ζώνης θορύβου αυξάνεται γραμμικά με την απόσταση κατά περίπου 250 Hz ανά μέτρο.



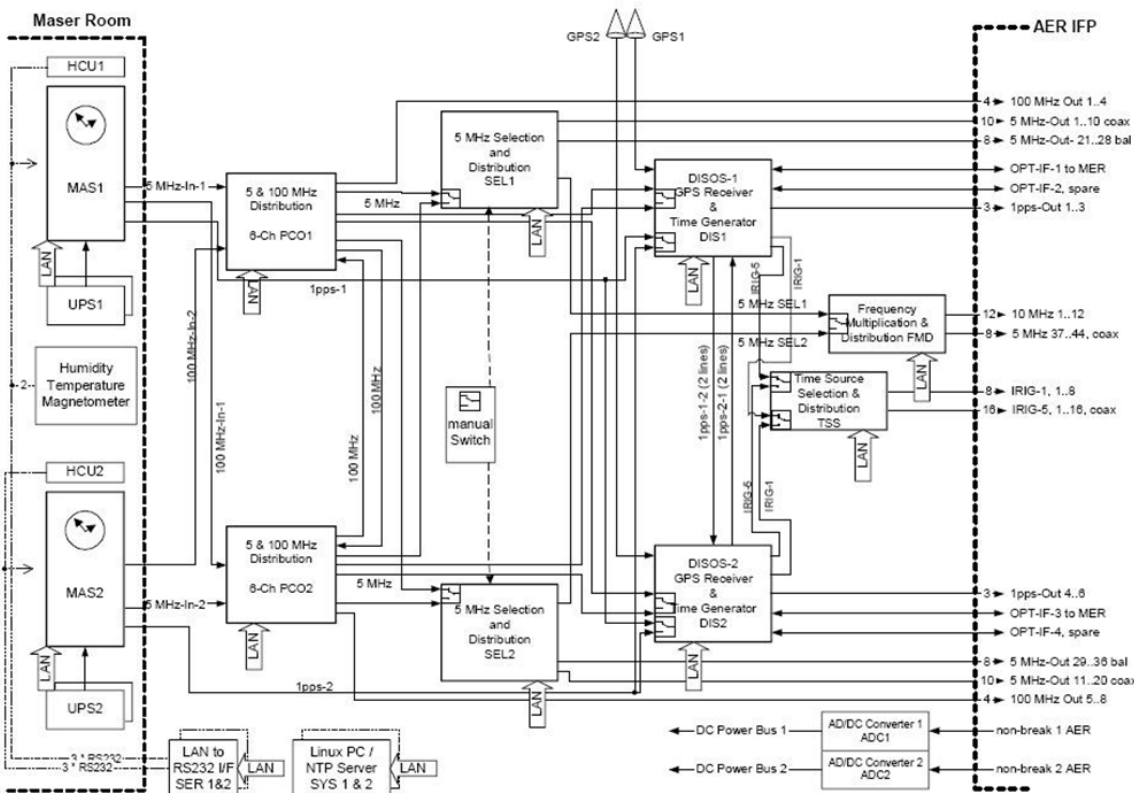
Σχήμα 1.11: Σύστημα μετάδοσης ελεύθερου χώρου και μέτρησης των ατμοσφαιρικών διαταραχών (από την αναφορά [67]).

Έχουν επίσης προταθεί μέθοδοι για τη διανομή προτύπων σε οποιοδήποτε σημείο του χώρου που καλύπτεται από τη ζεύξη (σχήμα 1.12), χρησιμοποιώντας οπτική κτένα και παθητική συζυγή διόρθωση φάσης [68].



Σχήμα 1.12: Πειραματική διάταξη της μετάδοσης συχνοτικού προτύπου στον ελεύθερο χώρο με τη χρήση οπτικής κτένας. Η σταθεροποίηση της μετάδοσης επιτυγχάνεται με συζυγή παθητική φασική διόρθωση (passive phase conjugation). Από την αναφορά [68].

1.4.2 Μετάδοση συχνοτικών προτύπων με ομοαξονικά καλώδια.



Σχήμα 1.13: Το σύστημα γένεσης και διανομής συχνοτήτων αναφοράς για το σταθμό DSS της ESA στη New Norcia.

Σε μικρές σχετικά αποστάσεις είναι εφικτή η μετάδοση μικροκυματικών ή RF συχνοτικών προτύπων καθώς και σημάτων χρονισμού με ομοαξονικά καλώδια. Σε μεγαλύτερες αποστάσεις, οι απώλειες που εισάγουν τα καλώδια είναι απαγορευτικές. Επίσης, οι απώλειες αυξάνονται σε συνάρτηση της μεταδιδόμενης συχνότητας για δεδομένο μήκος ζεύξης, γεγονός που περιορίζει τη χρήση των καλωδίων σε χαμηλές σχετικά συχνότητες με χειρότερες επιδόσεις στη σχετική ευστάθεια. Τυπικές τιμές

εξασθένησης των ομοαξονικών καλωδίων (RG-8) είναι 5 dB/100m σε συχνότητα 50 MHz και 27 dB/100m σε 1 GHz. Επίσης, τα ομοαξονικά καλώδια εμφανίζουν μεγάλη ευαισθησία του χρόνου διάδοσης στις μεταβολές της θερμοκρασίας. Έχουν χρησιμοποιηθεί κυρίως για μικρού μήκους μεταδόσεις συχνοτήτων αναφοράς 100 MHz, 10 MHz, 5 MHz και σημάτων χρονισμού 1 rps μεταξύ των εγκαταστάσεων βάσης και της κεραίας σε μεγάλα ραδιοηλεκτρονικά, όπως στο σύστημα σταθμών έρευνας βαθύς διαστήματος DSN της ESA (σχήμα 1.13). Για να περιοριστεί η αστάθεια της μετάδοσης, έχουν επιλεγεί ομοαξονικά καλώδια με την ελάχιστη δυνατή ευαισθησία στις μεταβολές της θερμοκρασίας.

1.4.3 Μετάδοση συχνοτικών προτύπων μέσω δορυφόρων.

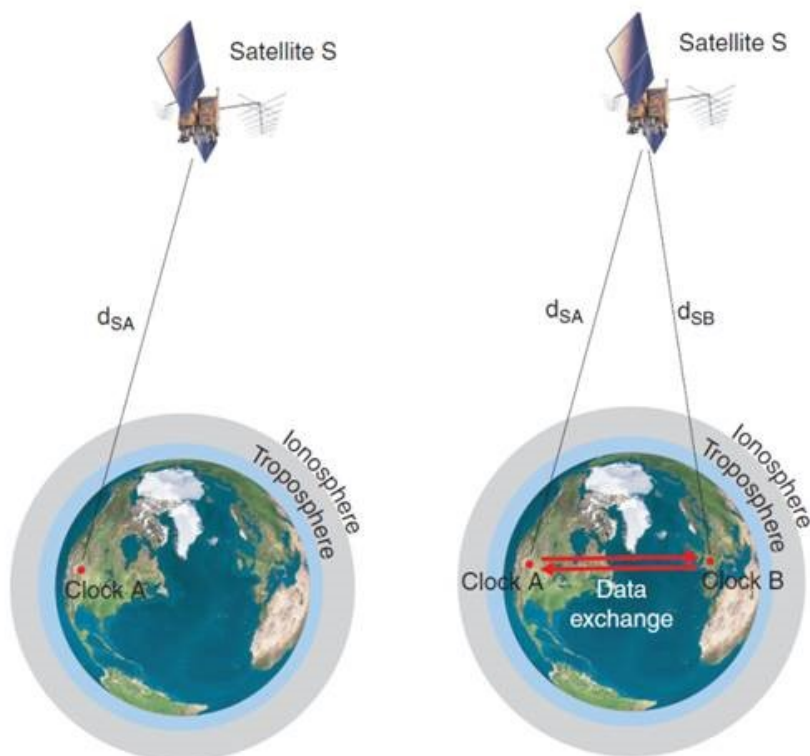
Το δορυφορικό σύστημα GPS δεν είναι μόνο ένα πολύ ακριβές σύστημα προσδιορισμού θέσης, αλλά μπορεί επίσης να παρέχει παγκόσμια χρονική αναφορά με άνευ προηγουμένου ακρίβεια. Χωρίς οικονομική επιβάρυνση για το χρήστη, το GPS αποτελεί την μεγαλύτερης ακρίβειας ευρύτερα διαδεδομένη πηγή χρονικών και συχνοτικών προτύπων [69].

Κάθε δορυφόρος GPS περιλαμβάνει αρκετά ατομικά ρολόγια και συνεχώς εκπέμπει το χρόνο και τη θέση του. Οποιοσδήποτε δέκτης GPS, αν είναι ορατός από τέσσερις τουλάχιστον δορυφόρους, μπορεί να επιλύσει το πρόβλημα εύρεσης της θέσης του αλλά και να εκτιμήσει το χρόνο με πολύ μεγάλη ακρίβεια της τάξης δεκάδων nanosecond. Ένας χρήστης που ενδιαφέρεται για χρονισμό ακριβείας ευρισκόμενος σε σταθερή, γνωστή τοποθεσία, μπορεί να χρησιμοποιήσει ένα μόνο δορυφόρο GPS για να εκτιμήσει το χρόνο, με ακρίβεια που φτάνει σε μερικά ns σε μεγαλύτερους χρόνους ολοκλήρωσης.

Ο χρονισμός μέσω GPS χρησιμοποιείται σε πολλές μη στρατιωτικές εφαρμογές, όπως για το συγχρονισμό των συστημάτων επικοινωνιών, δικτύων κινητής τηλεφωνίας και δικτύων διανομής ηλεκτρικής ενέργειας. Η διεθνής κοινότητα υποβοηθείται από το GPS για τον καθορισμό του συντονισμένου παγκόσμιου χρόνου UTC. Για τον καθορισμό του χρόνου χρησιμοποιούνται διάφορες μέθοδοι, όπως η απευθείας εκτίμηση σταθερού επίγειου σταθμού από ένα μόνο δορυφόρο (σχήμα 1.14a) και η μέθοδος ανταλλαγής μηνυμάτων μεταξύ επίγειων ρολογιών μέσω δορυφόρου σε κοινή θέα - common view (σχήμα 1.14b) που αποτελεί και την παραδοσιακή μέθοδο μεταφοράς χρονικών και συχνοτικών προτύπων σε μεγάλες αποστάσεις. Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται για τη σύγκριση των προτύπων μεταξύ διαφόρων εργαστηρίων διασκορπισμένων ανά την υφήλιο. Σε αυτή τη μέθοδο, ο πομπός και ο δέκτης του προτύπου συγκρίνουν το χρόνο τους με αυτόν ενός δορυφόρου GPS που βρίσκεται σε κοινή θέα και των δύο. Γνωρίζοντας τη σχετική τους θέση ως προς το δορυφόρο, οι επίγειοι σταθμοί μπορούν να προσδιορίσουν την μεταξύ τους χρονική διαφορά καθώς και τη σχετική απόκλιση των συχνοτικών προτύπων τους. Οι διαταραχές κοινού τρόπου των διαδρομών προς το δορυφόρο, καθώς και το χρονικό πρότυπο του ίδιου του δορυφόρου ακυρώνονται και δεν υπεισέρχονται στις σχετικές μεταξύ των δύο σταθμών μετρήσεις χρόνου και συχνότητας. Η μέθοδος μπορεί να επιτύχει ακρίβεια της τάξης του 10^{-14} μεσοσταθμικά σε μία ημέρα [70].

Μια άλλη μέθοδος χρησιμοποιεί το GPS συγκρίνοντας το συχνοτικό πρότυπο του επίγειου σταθμού με τη φάση του φέροντος που εκπέμπει ο δορυφόρος. Επίσης, χρησιμοποιείται η αμφίδρομη μεταφορά προτύπων χρόνου και συχνότητας μέσω δορυφόρου (TWSTFT). Αυτές οι μέθοδοι επιτυγχάνουν ευστάθεια του μεταδιδόμενου προτύπου της τάξης του 10^{-15} μεσοσταθμικά σε μία ημέρα [71]. Παρόλα αυτά, όλες οι προαναφερθείσες μέθοδοι περιορίζονται ως προς την ακρίβεια και την ευστάθεια από μη κοινού τρόπου διαταραχές των διαδρομών από και προς το δορυφόρο. Έτσι, δεν μπορούν να παρέχουν την απαιτούμενη βραχυπρόθεσμη ευστάθεια που απαιτούν οι

εφαρμογές συγχρονισμού και δεν είναι πρακτικές σε εφαρμογές όπως η διανομή συχνοτικών προτύπων σε ένα γραμμικό επιταχυντή ή σε συστοιχίες κεραιών.



Σχήμα 1.14: Οι δύο μέθοδοι καθορισμού του χρόνου μέσω δορυφόρων, α) Απευθείας εκτίμηση από ένα μόνο δορυφόρο και β) με ανταλλαγή μηνυμάτων μεταξύ επίγειων ρολογιών μέσω δορυφόρου σε κοινή θέση.

2. ΟΡΙΣΜΟΙ ΜΕΓΕΘΩΝ ΚΑΙ ΣΧΕΣΕΙΣ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ

2.1 Βασικά μεγέθη και μετρικές

Για να εκτιμηθεί η ευστάθεια των πηγών καθώς και για να αξιολογηθεί η ποιότητα των μεταδιδόμενων συχνοτικών προτύπων χρησιμοποιούνται κάποια βασικά μεγέθη [72]. Αυτά διακρίνονται σε δύο κύριες κατηγορίες, που αναφέρονται στην χρονική ή φασματική αναπαράσταση των μετρήσεων χαρακτηρισμού των πηγών. Στην πρώτη κατηγορία, εξετάζεται το πως οι μετρούμενες σχετικές διαταραχές της συχνότητας που παράγει η πηγή μεταβάλλονται σε συνάρτηση με το χρόνο ολοκλήρωσης των τιμών και εκφράζεται κατά κύριο λόγο με την ονομαζόμενη «απόκλιση Allan» (Allan deviation - ADEV). Στη δεύτερη κατηγορία, μετράται το φάσμα του φασικού θορύβου που αναπαριστά την υποβόσκουσα θορυβική διαμόρφωση συχνότητας, πάνω σε μια περιοχή συχνοτήτων γύρω από το φέρον σήμα. Για την ανάλυση της ευστάθειας των ηλεκτρικών σημάτων, συχνά επίσης χρησιμοποιείται η φασματική πυκνότητα της χρονικής διακύμανσης του σήματος (timing jitter spectral density).

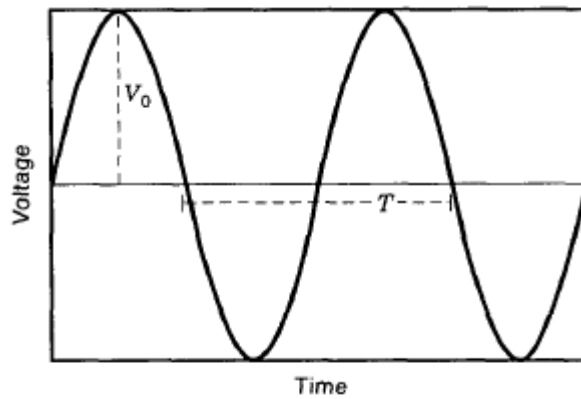
Τα συχνοτικά πρότυπα παράγουν ένα περιοδικό σήμα τάσης, του οποίου ιδανικά η συχνότητα καθορίζεται από ένα συγκεκριμένο αριθμό ταλαντώσεων ανά δευτερόλεπτο. Γενικά υπάρχουν αποκλίσεις της πραγματικής τιμής της συχνότητας του προτύπου όταν αυτή συγκρίνεται με μία ιδανική τιμή, λόγω συστηματικών ή τυχαίων σφαλμάτων [73], [74]. Η ακρίβεια ενός συχνοτικού προτύπου, η οποία επίσης αναφέρεται και ως αβεβαιότητα, αποτελεί το μέτρο εμπιστοσύνης που έχει να κάνει με το φυσικό μοντέλο του προτύπου και τη διαδικασία αξιολόγησης. Για να αξιολογηθεί η ακρίβεια ενός συχνοτικού προτύπου, στοιχειοθετείται μία λίστα από γνωστές αιτίες αποκλίσεων. Η αβεβαιότητα προκύπτει μετά από κατάλληλη άθροιση των εκτιμώμενων συνεισφορών των διαφόρων συστηματικών αποκλίσεων ή του τυχαίου θορύβου [75]. Για παράδειγμα, ένα συχνοτικό πρότυπο με ονομαστική τιμή συχνότητας 10 MHz και αβεβαιότητα 10^{-8} χαρακτηρίζεται από ένα συχνοτικό σφάλμα $\pm 0,1$ Hz.

2.1.1 Συχνοτική ευστάθεια

Στο σχήμα 2.1 απεικονίζεται ένα σήμα τάσης προερχόμενο από ιδανικό συχνοτικό πρότυπο, σαν συνάρτηση του χρόνου. Η μέγιστη τιμή V_0 είναι το πλάτος του σήματος. Ο χρόνος επανάληψης είναι η περίοδος του σήματος, T . Η ονομαστική συχνότητα ν_0 του σήματος είναι το αντίστροφο της περιόδου, $1/T$. Το σήμα αυτό μπορεί να περιγραφεί μαθηματικά με την ημιτονοειδή συνάρτηση:

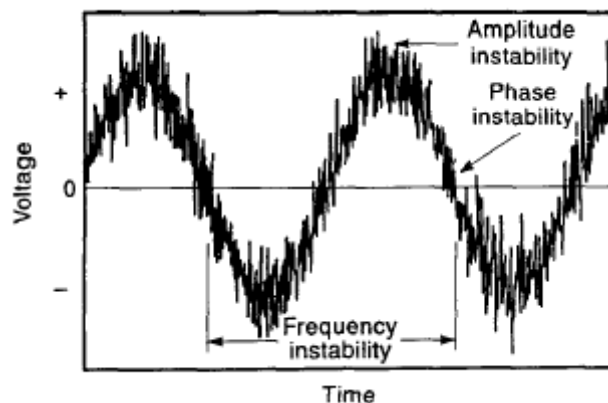
$$v(t) = V_0 \sin \theta = V_0 \sin(2\pi\nu_0 t) \quad (2.1)$$

Όπου το όρισμα $\theta = 2\pi\nu_0 t$ της ημιτονοειδούς συνάρτησης είναι η ονομαστική φάση του σήματος. Η χρονική παραγωγός της φάσης θ ισούται με $2\pi\nu_0$ και καλείται ονομαστική γωνιακή συχνότητα ω_0 . Στο πεδίο των συχνοτήτων, το ιδανικό αυτό σήμα αναπαρίσταται με μία συνάρτηση Δέλτα στη συχνότητα της ταλάντωσης. Εφόσον το σήμα αυτό είναι ιδανικό, δεν εμφανίζονται παράγοντες αβεβαιότητας, οι οποίοι να προκαλούν ολίσθηση συχνότητας και επομένως η συχνότητά του είναι απόλυτα ακριβής και η αβεβαιότητα ισούται με το μηδέν. Επιπλέον, η συχνότητα, η φάση και το πλάτος είναι σταθερά.



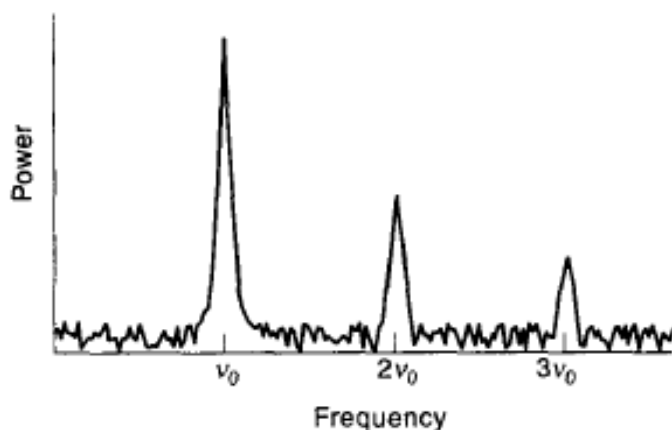
Σχήμα 2.1: Η τάση εξόδου μιας ιδανικής πηγής συχνотικού προτύπου.

Σε πραγματικές συνθήκες, το σήμα εξόδου ενός ταλαντωτή - πηγής συχνотικού προτύπου, υπόκειται σε θόρυβο. Ένα τέτοιο θορυβώδες σήμα απεικονίζεται στο σχήμα 2.2. Σε αυτό το παράδειγμα, η ισχύς του θορύβου είναι αρκετά χαμηλότερη από την ισχύ του σήματος. Η συχνотική αστάθεια είναι το αποτέλεσμα διαταραχών στην περίοδο του σήματος. Η αστάθεια πλάτους είναι το αποτέλεσμα διαταραχών των μέγιστων τιμών του σήματος, ενώ η αστάθεια φάσης είναι το αποτέλεσμα διαταραχών του σημείου διέλευσης του σήματος από το μηδέν. Εφόσον η περίοδος (και επομένως η συχνότητα) του σήματος σχετίζονται με τη φάση του, η αστάθεια συχνότητας και η αστάθεια φάσης συνδέονται άμεσα.



Σχήμα 2.2: Η τάση εξόδου μιας θορυβώδους πηγής

Στο σχήμα 2.3 απεικονίζεται το φάσμα ισχύος ενός θορυβώδους σήματος (η ισχύς σαν συνάρτηση της συχνότητας) όπως αυτό μετράται με έναν αναλυτή φάσματος. Παρόλο που η μέγιστη ισχύς εντοπίζεται στη συχνότητα της ταλάντωσης, άλλες κορυφές επίσης παρατηρούνται σε συχνότητες πολλαπλάσιες της συχνότητας αυτής. Οι συχνότητες αυτές καλούνται αρμονικές της θεμελιώδους συχνότητας ν_0 . Η ισχύς σε αυτές τις αρμονικές συχνότητες εξαρτάται από τη σχεδίαση της πηγής. Το φάσμα γύρω από τη θεμελιώδη συχνότητα εμφανίζει πλευρικές συχνότητες ισχύος πάνω και κάτω από το φέρον σήμα. Αυτές οι πλευρικές είναι το αποτέλεσμα των διαταραχών φάσης και πλάτους του σήματος. Το φάσμα ισχύος περιγράφει τον συνολικό θόρυβο του σήματος, δεν μπορεί όμως να διαχωρίσει τις σχετικές συνεισφορές των διαταραχών φάσης και πλάτους. Επιπλέον, σε συχνότητες πολύ κοντά στη θεμελιώδη, είναι δύσκολο να διαχωριστεί η ισχύς του θορύβου από την ισχύ της θεμελιώδους συχνότητας. Για τον λόγο αυτό, απαιτούνται ειδικές τεχνικές μέτρησης των διαταραχών φάσης και πλάτους.



Σχήμα 2.3: Η φασματική πυκνότητα ισχύος ενός θορυβώδους σήματος.

Ένα θορυβώδες σήμα μπορεί να περιγραφεί μαθηματικά ως

$$v(t) = [V_0 + \varepsilon(t)] \sin(2\pi\nu_0 t + \varphi(t)) \quad (2.2)$$

όπου $\varepsilon(t)$ τότε είναι διαταραχές πλάτους (αποκλίσεις πλάτους από την ονομαστική τιμή V_0) και $\varphi(t)$ ούτε είναι διαταραχές φάσεις (αποκλίσεις φάσεις από την ονομαστική τιμή $2\pi\nu_0 t$) [76]. Η στιγμιαία τιμή της συχνότητας αυτού του σήματος είναι

$$v(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt}(\text{phase}) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \varphi(t) \quad (2.3)$$

Οι διαταραχές συχνότητας είναι οι αποκλίσεις $v(t) - \nu_0$ της στιγμιαίας συχνότητας από την ονομαστική της τιμή. Οι σχετικές διαταραχές συχνότητας (ή κλασματικές διαταραχές – fractional frequency fluctuations), αναφερόμενες ως $y(t)$, είναι οι διαταραχές συχνότητας κανονικοποιημένες στην ονομαστική τιμή ν_0 , δηλαδή

$$y(t) = \frac{v(t) - \nu_0}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d}{dt} \varphi(t) \quad (2.4)$$

Η εξίσωση (2.4) φανερώνει την άμεση σχέση μεταξύ των φασικών διαταραχών και των σχετικών συχνοτικών διαταραχών. Επομένως, εάν το σήμα εμφανίζει φασικές διακυμάνσεις θα εμφανίσει επίσης και συχνοτικές διακυμάνσεις που υπολογίζονται από την εξίσωση (2.4). Οι χρονικές σχετικές αποκλίσεις φάσης $x(t)$ του σήματος είναι το ολοκλήρωμα των σχετικών συχνοτικών διαταραχών $y(t)$ από τη χρονική στιγμή 0 έως t . Άρα:

$$y(t) = \frac{d}{dt} x(t) \quad (2.5)$$

Συγκρίνοντας τις σχέσεις (2.4) και (2.5) προκύπτει ότι οι χρονικές σχετικές φασικές διακυμάνσεις είναι $x(t)=\varphi(t)/(2\pi\nu_0)$.

Η συχνοτική ευστάθεια ενός προτύπου επηρεάζεται από τυχαίες θορυβικές διαδικασίες και από συστηματικές, αιτιοκρατικές μεταβολές. Οι συστηματικές επιδράσεις συχνά κυριαρχούν στις επιδόσεις ευστάθειας σε μη εργαστηριακά περιβάλλοντα. Η ευαισθησία του συχνοτικού προτύπου στη θερμοκρασία, υγρασία, ατμοσφαιρική πίεση, μαγνητικά πεδία και ακτινοβολία είναι επίσης σημαντική για τον χαρακτηρισμό τις ευστάθειας [77], [78], [79]. Γενικά, η συχνοτική (και επομένως η φασική) ευστάθεια εξετάζεται σε τρεις περιοχές, τη βραχυπρόθεσμη, τη μεσοπρόθεσμη και τη μακροπρόθεσμη. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι ο όρος συχνοτική ευστάθεια (frequency stability) που χρησιμοποιείται ευρέως στη βιβλιογραφία, στην πραγματικότητα αναφέρεται στην αστάθεια συχνότητας.

Η βραχυπρόθεσμη συχνοτική ευστάθεια αναφέρεται σε τυχαίες, μη συστηματικές διακυμάνσεις που σχετίζονται με το λόγο σήματος προς θόρυβο. Σε ταλαντωτές που χρησιμοποιούν κρυστάλλους χαλαζία, η βραχυπρόθεσμη ευστάθεια αναφέρεται στην περιοχή όπου κυριαρχεί ο λευκός θόρυβος φάσης και ο χρόνος παρατήρησης ή δειγματοληψίας είναι μικρότερος του ενός δευτερολέπτου. Σε ατομικά συχνοτικά πρότυπα, η βραχυπρόθεσμη ευστάθεια επίσης περιλαμβάνει τον λευκό φασικό θόρυβο και εκτείνεται σε χρόνους δειγματοληψίας αρκετών λεπτών.

Η μεσοπρόθεσμη συχνοτική ευστάθεια αναφέρεται στην περιοχή όπου επικρατεί ο θόρυβος flicker. Η περίοδος δειγματοληψίας εξαρτάται από τον τύπο του συχνοτικού προτύπου. Η βραχυπρόθεσμη και μεσοπρόθεσμη συχνοτική ευστάθεια μπορούν να χαρακτηριστούν είτε στο πεδίο των συχνοτήτων είτε στο πεδίο του χρόνου, μετά την αφαίρεση γνωστών συστηματικών επιδράσεων. Ο χαρακτηρισμός στο πεδίο συχνοτήτων και οι αντίστοιχες μετρήσεις χρησιμοποιούνται όταν η περίοδος δειγματοληψίας είναι μικρότερη του ενός δευτερολέπτου. Για χρόνους μεγαλύτερους του δευτερολέπτου, οι μετρήσεις πραγματοποιούνται στο πεδίο του χρόνου.

Η μακροπρόθεσμη συχνοτική ευστάθεια περιλαμβάνει την επίδραση τυχαίων αργών μεταβολών (random walk) οι οποίες επιβαίνουν σε συστηματικές, αιτιοκρατικές μεταβολές συχνότητας που αποκαλύπτονται σε μεγάλους χρόνους παρατήρησης. Η μακροπρόθεσμη, συστηματική μεταβολή της συχνότητας καλείται συχνοτική ολίσθηση (frequency drift) [80], [81]. Η ολίσθηση αυτή περιλαμβάνει συχνοτικές μεταβολές εξαιτίας αλλαγών στα εξαρτήματα της πηγής και μεταβολές εξαιτίας εξωτερικών παραμέτρων όπως είναι η θερμοκρασία, η υγρασία, η πίεση, το μαγνητικό πεδίο και η ακτινοβολία [77]. Από την άλλη πλευρά, οι μεταβολές που οφείλονται σε αλλοίωση των εξαρτημάτων της πηγής ανεξάρτητα από τις εξωτερικές παραμέτρους, αναφέρονται ως συχνοτική γήρανση (frequency aging).

2.1.2 Χαρακτηρισμός στο πεδίο των συχνοτήτων

Οι φασικές διακυμάνσεις στο πεδίο των συχνοτήτων, ή αλλιώς θόρυβος διαμόρφωσης φάσης (PM), χαρακτηρίζονται από την φασματική πυκνότητα ισχύος (PSD) των φασικών διαταραχών και υπολογίζονται [82] από την σχέση:

$$S_{\varphi}(f) = F[R_{\varphi}(\tau)] = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{\varphi}(\tau)e^{-j\omega\tau}d\tau \quad (2.6)$$

όπου $F[]$ είναι ο μετασχηματισμός Fourier και $R_{\varphi}(\tau)$ είναι η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης των φασικών διακυμάνσεων, η οποία δίνεται από

$$R_{\varphi}(\tau) = \langle \varphi(\tau)\varphi(t - \tau) \rangle \quad (2.7)$$

Ένας πιο πρακτικός ορισμός της φασματικής πυκνότητας ισχύος των φασικών διαταραχών $\varphi(t)$ είναι

$$S_{\varphi}(f) = \text{PSD}[\varphi(\tau)] = [\varphi(f)]^2 \frac{1}{\text{BW}} \quad (2.8)$$

όπου $[\varphi(f)]^2$ είναι η μέση τετραγωνική απόκλιση φάσης σε συχνότητα που απέχει κατά f από την ονομαστική ν_0 , η οποία καλείται «φέρων» και BW είναι το εύρος ζώνης του μετρητικού συστήματος [72], [82], [83], [84]. Η συχνοτική απόσταση f από την ονομαστική τιμή καλείται και συχνότητα Fourier. Οι μονάδες μέτρησης της $S_{\varphi}(f)$ είναι rad^2/Hz . Η εξίσωση (2.8) ορίζεται για $0 < f < \infty$. Παρόλα αυτά περιέχει τη συνεισφορά των διακυμάνσεων και από τις δύο πλευρικές ζώνες γύρω από το φέρον. Για το λόγο αυτό, η μετρική του θορύβου φάσης που προτείνεται από την IEEE [72], [83], [84] είναι η $L(f)$ που ορίζεται ως

$$L(f) \equiv \frac{S_{\varphi}(f)}{2} \quad (2.9)$$

Σε συχνότητες Fourier μακριά από το φέρον, όπου ο ολοκληρωμένος από f έως ∞ φασικός θόρυβος είναι μικρότερος από 0,1 rad, η $L(f)$ ισούται με το φασικό θόρυβο μονής πλευρικής (single sideband phase noise). Οι μονάδες μέτρησης της $L(f)$ είναι decibels κάτω από το φέρον σε εύρος ζώνης 1 Hz, dBc/Hz.

Οι συχνοτικές διακυμάνσεις στο πεδίο συχνοτήτων, ή αλλιώς θόρυβος διαμόρφωσης συχνότητας (FM), χαρακτηρίζονται από την φασματική πυκνότητα ισχύος των σχετικών συχνοτικών διαταραχών και υπολογίζονται από την εξίσωση:

$$S_y(f) = \text{PSD}[y(t)] = [y(f)]^2 \frac{1}{\text{BW}} \quad (2.10)$$

όπου $y(f)^2$ είναι η μέση τετραγωνική σχετική συχνοτική απόκλιση σε συχνότητα Fourier f από το φέρον [72], [82],[83], [84]. Η $S_y(f)$ ορίζεται για συχνότητες Fourier $0 < f < \infty$ και οι μονάδες της είναι Hz^{-1} .

Η μετατροπή από $S_y(f)$ σε $S_{\varphi}(f)$ μπορεί να εξαχθεί από την εξίσωση (2.4). Αν εφαρμοστεί ο μετασχηματισμός Fourier και στα δύο μέλη της εξίσωσης και στη συνέχεια τα αποτελέσματα υψωθούν στο τετράγωνο και διαιρεθούν με το εύρος ζώνης της μέτρησης, προκύπτει ότι

$$S_y(f) = \left(\frac{1}{2\pi\nu_0} \right)^2 (2\pi f)^2 S_{\varphi}(f) = \left(\frac{f}{\nu_0} \right)^2 S_{\varphi}(f) \quad (2.11)$$

Οι διακυμάνσεις πλάτους στο πεδίο των συχνοτήτων ή θόρυβος διαμόρφωσης πλάτους (AM), χαρακτηρίζονται από την φασματική πυκνότητα ισχύος των σχετικών διαταραχών πλάτους και υπολογίζονται από την εξίσωση:

$$S_{\alpha}(f) = \text{PSD} \left[\frac{\varepsilon(t)}{V_0} \right] = \left(\frac{\varepsilon(f)}{V_0} \right)^2 \frac{1}{\text{BW}} \quad (2.12)$$

όπου $\varepsilon(f)^2$ είναι η μέση τετραγωνική απόκλιση πλάτους σε συχνότητα Fourier f από το φέρον [72]. Η $S_{\alpha}(f)$ ορίζεται για συχνότητες Fourier $0 < f < \infty$ και οι μονάδες της είναι Hz^{-1} .

Σε ελεύθερα ταλαντευόμενες πηγές, ο θόρυβος συχνότητας συνήθως μοντελοποιείται σαν άθροισμα πέντε διαφορετικών τύπων θορύβου, ο καθένας από τους οποίους ακολουθεί διαφορετικό εκθέτη ως προς τη συχνότητα:

$$S_y(f) = \sum_{\alpha=-2}^2 h_{\alpha} f^{\alpha} = h_{-2} f^{-2} + h_{-1} f^{-1} + h_0 f^0 + h_1 f^1 + h_2 f^2 \quad (2.13)$$

όπου ο πρώτος προσθετέος $h_{-2} f^{-2}$ αναπαριστά το θόρυβο συχνότητας τυχαίων αργών μεταβολών (random walk), ο δεύτερος $h_{-1} f^{-1}$ το θόρυβο συχνότητας flicker, ο τρίτος $h_0 f^0$ το λευκό θόρυβο συχνότητας, ο τέταρτος $h_1 f^1$ το θόρυβο φάσης flicker και ο πέμπτος $h_2 f^2$ το λευκό φασικό θόρυβο. Παρομοίως, ο θόρυβος φάσης μοντελοποιείται με τη σχέση:

$$S_{\varphi}(f) = \sum_{\beta=-4}^0 k_{\beta} f^{\beta} = k_{-4} f^{-4} + k_{-3} f^{-3} + k_{-2} f^{-2} + k_{-1} f^{-1} + k_0 f^0 \quad (2.14)$$

όπου ο πρώτος προσθετέος $k_{-4} f^{-4}$ αναπαριστά το θόρυβο συχνότητας τυχαίων αργών μεταβολών (random walk), ο δεύτερος $k_{-3} f^{-3}$ το θόρυβο συχνότητας flicker, ο τρίτος $k_{-2} f^{-2}$ το λευκό θόρυβο συχνότητας, ο τέταρτος $k_{-1} f^{-1}$ το θόρυβο φάσης flicker και ο πέμπτος $k_0 f^0$ το λευκό φασικό θόρυβο. Παρατηρείται ότι οι $S_{\varphi}(f)$ και $S_y(f)$ έχουν διαφορετικές κλίσεις για τον ίδιο τύπο θορύβου, όπως υποδεικνύεται από την σχέση (2.11). Η εξίσωση αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να εξαχθεί η σχέση μεταξύ των συντελεστών των $S_{\varphi}(f)$ και $S_y(f)$:

$$k_{\beta} = v_0^2 h_{\alpha} \quad \text{για} \quad \beta = \alpha - 2 \quad (2.15)$$

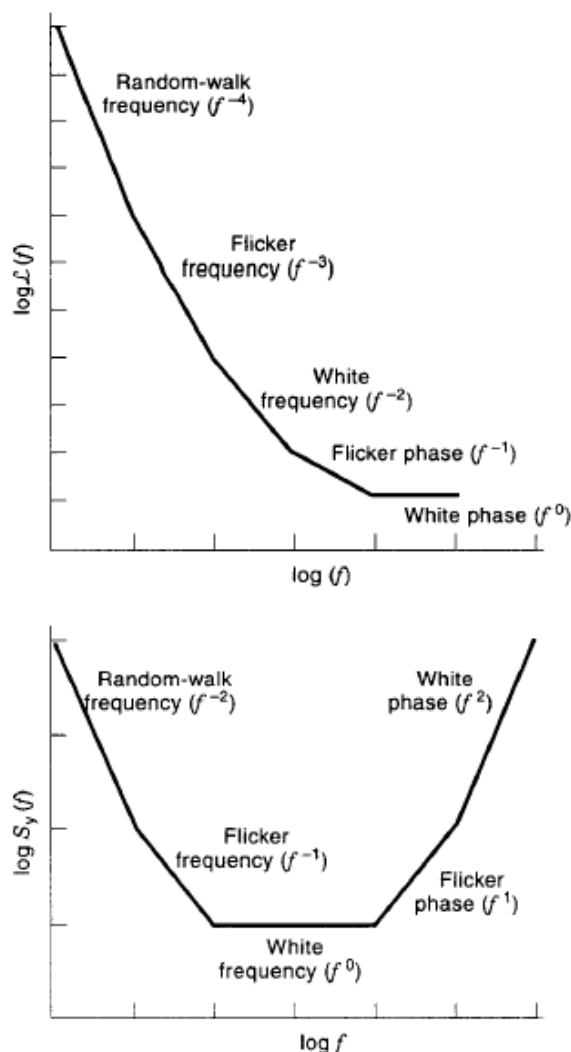
Το σχήμα 2.4 απεικονίζει τα χαρακτηριστικά των κοινών τύπων συχνοτικών και φασικών θορύβων μιας πηγής [72], [83], [84], [85], [86]. Συνήθως μια πηγή εμφανίζει δύο ή τρεις τύπους θορύβων από αυτούς που εμφανίζονται στα διαγράμματα [86].

Ο θόρυβος πλάτους μιας πηγής τυπικά μοντελοποιείται ως άθροισμα τριών διαφορετικών τύπων θορύβου, ο καθένας από τους οποίους ακολουθεί διαφορετικό εκθέτη ως προς τη συχνότητα:

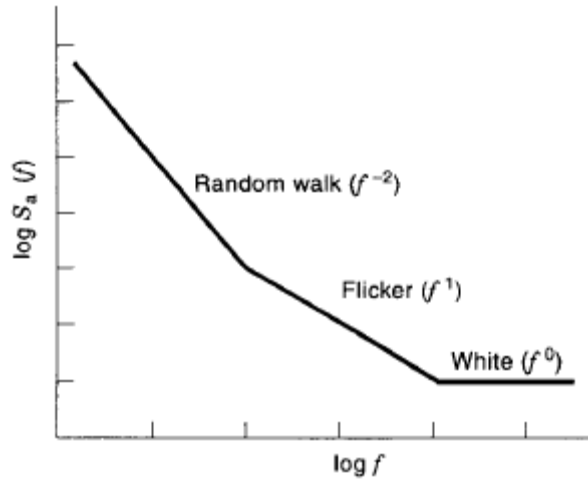
$$S_{\alpha}(f) = \sum_{\alpha=-2}^0 h_{\alpha} f^{\alpha} = h_{-2} f^{-2} + h_{-1} f^{-1} + h_0 f^0 \tag{2.16}$$

όπου ο πρώτος προσθετός $h_{-2} f^{-2}$ αναπαριστά το θόρυβο πλάτους τυχαίων αργών μεταβολών (random walk), ο δεύτερος $h_{-1} f^{-1}$ το θόρυβο flicker και ο τρίτος $h_0 f^0$ το λευκό θόρυβο πλάτους [87]. Το σχήμα 2.5 απεικονίζει τα χαρακτηριστικά των κοινών τύπων θορύβου πλάτους μιας πηγής.

Οι άνω και κάτω πλευρικές φασικού θορύβου περί το φέρον είναι πάντοτε ίσες και πλήρως συσχετισμένες. Το ίδιο συμβαίνει και με τις πλευρικές θορύβου πλάτους. Τα προηγούμενα ισχύουν ακόμα και για μη συμμετρικά περί το φέρον φάσματα διαμόρφωσης [88]. Η σχετική φάση μεταξύ των θορύβων φάσης και πλάτους μεταβάλλεται τυχαία με το χρόνο σε περιβάλλον ευρυζωνικού προσθετικού θορύβου [88].



Σχήμα 2.4: Τα χαρακτηριστικά θορύβων φάσης (PM) και συχνότητας (FM) μιας πηγής.



Σχήμα 2.5: Τα χαρακτηριστικά θορύβου πλάτους (AM) μιας πηγής.

2.1.3 Χαρακτηρισμός στο πεδίο του χρόνου

Στο πεδίο του χρόνου, η σχετική συχνοτική ευστάθεια ενός σήματος συνήθως χαρακτηρίζεται από την διασπορά Allan. Πρόκειται για τη διασπορά δύο δειγμάτων συχνότητας η οποία δίνεται από τη σχέση [72], [82], [83], [84]:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i)^2 \rangle \quad (2.17)$$

όπου $\langle \rangle$ είναι η μέση χρονική τιμή σε άπειρη χρονική διάρκεια και \bar{y}_i είναι η μέση σχετική συχνότητα στο διάστημα i που δίνεται από:

$$\bar{y}_i = \frac{1}{\tau} \int_{t_i}^{t_i+\tau} y(t) dt = \frac{1}{\tau} [x(t_i + \tau) - x(t_i)] = \frac{1}{\tau} (x_{i+1} - x_i) \quad (2.18)$$

Στην πράξη δεν μπορούν να υπάρχουν άπειρα δείγματα σχετικής συχνότητας και τότε η διασπορά Allan προσεγγίζεται από:

$$\sigma_y^2(\tau) \approx \frac{1}{2(M-1)} \sum_{i=1}^{M-1} (\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i)^2 \quad (2.19)$$

όπου $M = N - 1$ είναι ο αριθμός των δειγμάτων συχνότητας (N ο αριθμός των χρονικών δειγμάτων) [9], [20], [21]. Η διασπορά Allan μπορεί να εκφραστεί επίσης χρησιμοποιώντας τα χρονικά δείγματα (εξίσωση (2.18)) ως:

$$\sigma_y^2(\tau) \approx \frac{1}{2(N-2)\tau^2} \sum_{i=1}^{N-2} (x_{i+2} - 2x_{i+1} + x_i)^2 \quad (2.20)$$

Η τετραγωνική ρίζα της διασποράς Allan καλείται απόκλιση Allan, $\sigma_y(\tau)$.

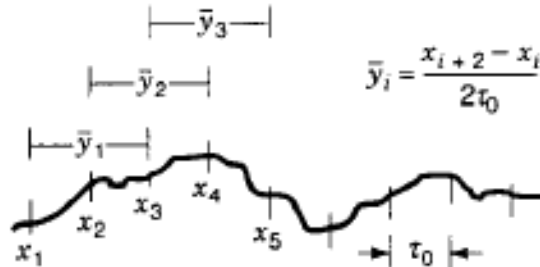
Θα πρέπει να υπάρχει επαρκές πλήθος μετρήσεων που να εκτείνεται σε χρόνο μεγαλύτερο του τετραπλάσιου της μέγιστης τιμής του τ ώστε η απόκλιση Allan να υπολογισθεί με ανεκτή ακρίβεια. Στην παρούσα διατριβή, τα πειράματα εκτελέστηκαν με χρόνους δεκαπλάσιους του μέγιστου τ .

Εάν τα χρονικά δείγματα λαμβάνονται κάθε τ_0 δευτερόλεπτα, η διασπορά Allan μπορεί να υπολογιστεί για διάφορους χρόνους δειγματοληψίας τ , ακέραια πολλαπλάσια του τ_0 , $\tau = n \cdot \tau_0$, με $n > 0$. Για $n > 1$, μπορούν να χρησιμοποιηθούν επικαλυπτόμενα δείγματα για τον υπολογισμό της $\sigma_y(\tau)$, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.6. Η μέθοδος αυτή επιτυγχάνει καλύτερα διαστήματα εμπιστοσύνης [72], [89] των εκτιμήσεων της $\sigma_y(\tau)$. Χρησιμοποιώντας την σχέση (2.19) για $\tau = n \cdot \tau_0$ και το σχήμα 2.6, μπορεί να υπολογιστεί η πλήρως επικαλυπτόμενη διασπορά Allan ως

$$\sigma_y^2(\tau) \approx \frac{1}{2(M-2n)} \sum_{i=1}^{M-2n} (\bar{y}_{i+n} - \bar{y}_i)^2 \quad (2.21)$$

η οποία μπορεί επίσης να εκφραστεί ως προς τα χρονικά δείγματα:

$$\sigma_y^2(\tau) \approx \frac{1}{2(N-2n)\tau^2} \sum_{i=1}^{N-2n} (x_{i+2n} - 2x_{i+n} + x_i)^2 \quad (2.22)$$



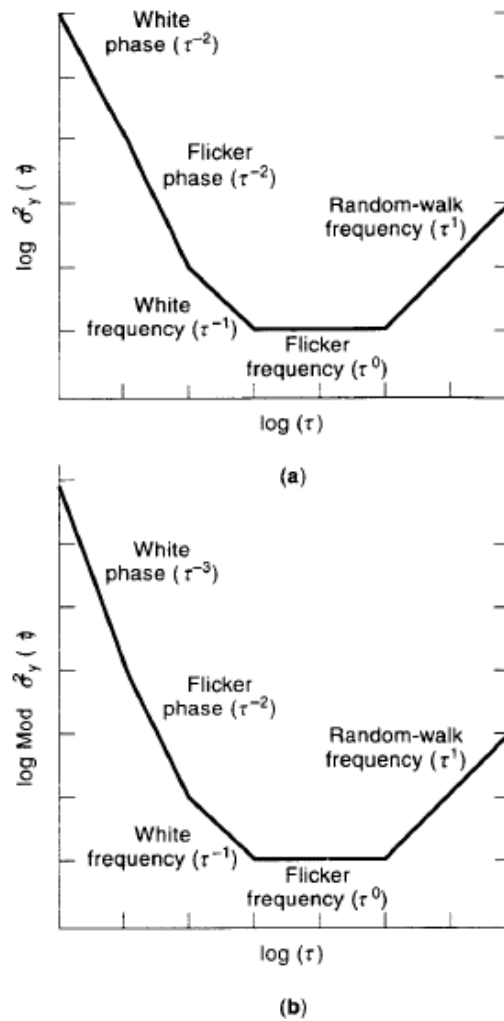
Σχήμα 2.6: Ο υπολογισμός του $\{\bar{y}_i\}$ για την επικαλυπτόμενη διασπορά Allan με $n=2$.

Στο σχήμα 2.7α απεικονίζεται η διασπορά Allan σε λογαριθμικό διάγραμμα σε συνάρτηση με το χρόνο δειγματοληψίας τ για μια πηγή η οποία εμφανίζει όλους τους κοινούς τύπους θορύβου. Οι κλίσεις του λευκού θορύβου φάσης και flicker θορύβου φάσης είναι ίδιες και επομένως δεν είναι δυνατός ο διαχωρισμός τους χρησιμοποιώντας αυτό το διάγραμμα. Η διασπορά Allan σε συνάρτηση με το χρόνο δειγματοληψίας τ μπορεί να μοντελοποιηθεί σαν άθροισμα τεσσάρων διαφορετικών τύπων θορύβου, ο καθένας από τους οποίους ακολουθεί διαφορετικό εκθέτη ως προς τη συχνότητα:

$$\sigma_y^2(\tau) = \sum_{\mu=-2}^1 p_{\mu} \tau^{\mu} = p_{-2} \tau^{-2} + p_{-1} \tau^{-1} + p_0 \tau^0 + p_1 \tau^1 \quad (2.23)$$

όπου ο πρώτος προσθετός $p_{-2} \tau^{-2}$ αναπαριστά το λευκό φασικό και flicker θόρυβο, ο δεύτερος $p_{-1} \tau^{-1}$ το λευκό θόρυβο συχνότητας, ο τρίτος $p_0 \tau^0$ το θόρυβο συχνότητας

flicker και ο τέταρτος $p_1 \tau^1$ το θόρυβο συχνότητας τυχαίων αργών μεταβολών (random walk).

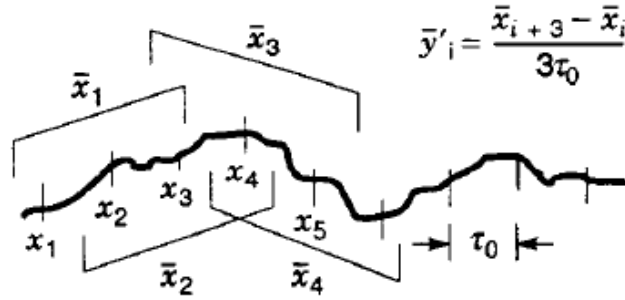


Σχήμα 2.7: Οι κλίσεις των $\sigma_y^2(\tau)$ και $\text{Mod } \sigma_y^2(\tau)$ για τους πέντε τύπους θορύβου.

Όταν ο κυρίαρχος τύπος θορύβου σε μικρούς χρόνους δειγματοληψίας είναι ο λευκός ή ο flicker θόρυβος φάσης, οι οποίοι δεν μπορούν να διαχωριστούν στο σχήμα 2.7a, τότε για την εκτίμηση των υποβοσκουσών θορυβικών διαδικασιών μπορεί να χρησιμοποιηθεί η τροποποιημένη διασπορά Allan [72], [83], [90]. Υπολογίζεται μια νέα σειρά χρονικών δειγμάτων φάσης $\{\bar{x}_i\}$ παίρνοντας το μέσο όρο n διαδοχικών τιμών διάρκειας τ_0 . Οι μέσες σχετικές συχνότητες υπολογίζονται από τη σειρά $\{\bar{x}_i\}$ όπως εικονίζεται στο σχήμα 2.8. Για N το πλήθος χρονικά δείγματα και $\tau = n \cdot \tau_0$, η τροποποιημένη διασπορά Allan δίνεται:

$$\text{Mod } \sigma_y^2(\tau) \approx \frac{1}{2(N - 3n + 1)} \sum_{i=1}^{N-3n+1} (\bar{y}'_{i+n} - \bar{y}'_i)^2 \quad (2.24)$$

$$\bar{x}_i = x_{i+2} + x_{i+1} + x_i$$



Σχήμα 2.8: Υπολογισμός των $\{\bar{x}_i\}$ και $\{\bar{y}'_i\}$ για την τροποποιημένη διασπορά Allan και $n=3$.

Η προηγούμενη εξίσωση (2.24) μπορεί να εκφραστεί σε σχέση με τα αρχικά χρονικά δείγματα φάσης ως:

$$\text{Mod } \sigma_y^2(\tau) \approx \frac{1}{2\tau^2 n^2 (N - 3n + 1)} \sum_{j=1}^{N-3n+1} \left[\sum_{i=j}^{n+j-1} (x_{i+2n} - 2x_{i+n} + x_i)^2 \right]^2 \quad (2.25)$$

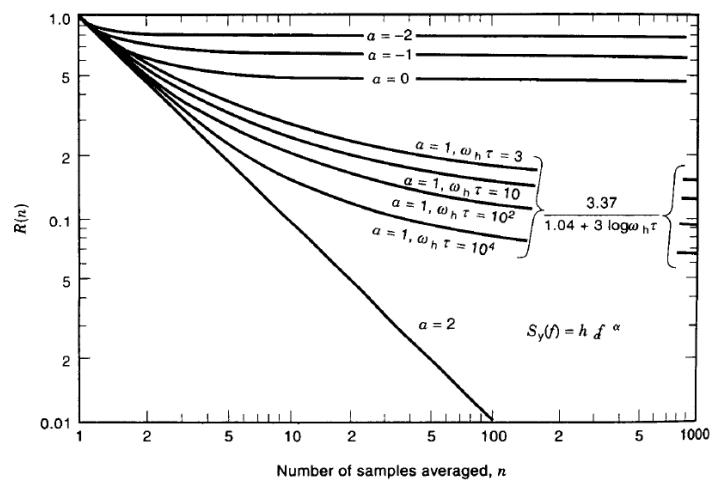
όπου

$$y(t) = \frac{\bar{x}_{i+n} - \bar{x}_i}{\tau} \quad (2.26)$$

και

$$\bar{x}_i = \frac{\sum_{k=0}^{n-1} x_{i+k}}{n} \quad (2.27)$$

Η τετραγωνική ρίζα της τροποποιημένης διασποράς Allan καλείται τροποποιημένη απόκλιση Allan, $\text{Mod } \sigma_y(\tau)$.



Σχήμα 2.9: Ο λόγος της τροποποιημένης προς την κλασική διασπορά Allan, $R(n) = \text{Mod } \sigma_y^2(\tau) / \sigma_y^2(\tau)$, ως συνάρτηση του n , $\tau = n \cdot \tau_0$.

Στο σχήμα 2.9 απεικονίζεται ο λόγος $R(n)=\text{Mod } \sigma_y^2(\tau)/\sigma_y^2(\tau)$ σαν συνάρτηση του n και για τους πέντε τύπους θορύβου [84].

Θα πρέπει να τονιστεί ότι για να ισχύσουν τα παραπάνω που αφορούν το χαρακτηρισμό των τύπων θορύβου, δεν θα πρέπει να υπάρχουν κενά διαστήματα μεταξύ των μετρήσεων. Για παράδειγμα, ο λευκός θόρυβος φάσης μπορεί να εκληφθεί σαν λευκός θόρυβος συχνότητας, αν το κενό διάστημα είναι τέτοιο ώστε να αποσυσχετισθούν οι μετρούμενες τιμές φάσης.

2.1.4 Μετατροπές μεταξύ χρονικών και φασματικών μετρικών

Τα δεδομένα των μετρήσεων στο πεδίο των συχνοτήτων $S_\varphi(f)$ μπορούν να μετατραπούν στα αντίστοιχα στο πεδίο του χρόνου $\sigma_y^2(\tau)$ χρησιμοποιώντας τη σχέση [72], [91]:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{2}{(\pi\nu_0\tau)^2} \int_0^{f_h} S_\varphi(f) \sin^4(\pi f\tau) df \quad (2.28)$$

Η εξίσωση (2.28) εξάγεται αν εκφραστούν και οι δύο ποσότητες $S_\varphi(f)$ και $\sigma_y^2(\tau)$ μέσω της συνάρτησης αυτοσυσχέτισης $R_\varphi(\tau)$ της τυχαίας διαδικασίας $\varphi(t)$ και στη συνέχεια με συνδυασμό των δύο σχέσεων ώστε να απαλειφθεί η $R_\varphi(\tau)$ [82]. Με παρόμοιο τρόπο εξάγεται και η σχέση

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{2}{(\pi\tau)^2} \int_0^{f_h} S_y(f) \frac{\sin^4(\pi f\tau)}{f^2} df \quad (2.29)$$

Αντίστοιχες σχέσεις για την τροποποιημένη απόκλιση Allan $\text{Mod } \sigma_y^2(\tau)$ είναι:

$$\text{Mod } \sigma_y^2(\tau) = \frac{2}{n^4(\pi\nu_0\tau_0)^2} \int_0^{f_h} \frac{S_\varphi(f) \sin^6(\pi\tau f)}{\sin^2(\pi\tau_0 f)} df \quad (2.30)$$

$$\text{Mod } \sigma_y^2(\tau) = \frac{2}{n^4(\pi\tau_0)^2} \int_0^{f_h} \frac{S_y(f) \sin^6(\pi\tau f)}{f^2 \sin^2(\pi\tau_0 f)} df \quad (2.31)$$

Τα όρια των ολοκληρωμάτων υποδεικνύουν ότι ο όρος μέσα στο ολοκλήρωμα έχει φιλτραριστεί με ένα ιδανικά ορθογώνιο βαθυπερατό φίλτρο συχνότητας αποκοπής f_h . Στον πίνακα 2.1 καταγράφονται τα αποτελέσματα εφαρμογής των εξισώσεων (2.29) και (2.31) για τους πέντε τύπους θορύβου, όταν $2\pi f_h \tau \gg 1$ [72], [83], [84], [85], [91]. Τα πραγματικά αποτελέσματα εξαρτώνται από τον τύπο βαθυπερατού φίλτρου που θα χρησιμοποιηθεί. Εκτός των αποτελεσμάτων των εξισώσεων (2.28)-(2.31) και του πίνακα 2.1 που προϋποθέτουν ιδανικά φίλτρα, έχουν εξαχθεί εκφράσεις για απλά βαθυπερατά φίλτρα μονού πόλου [84], [92], [93]. Για το λόγο αυτό είναι σημαντικό να προδιαγράφεται ο τύπος και η συχνότητα αποκοπής του φίλτρου που χρησιμοποιείται στις μετρήσεις της απόκλισης Allan μιας πηγής.

Πίνακας 2.1: Οι παράγοντες μετατροπής από $\sigma_y^2(f)$ σε $\text{Mod } \sigma_y^2(\tau)$. Αναφορές: [72],[83],[84],[85],[91].

Τύπος θορύβου	$S_y(f)$	$\sigma_y^2(f)$	Mod $\sigma_y^2(f)$
Συχνότητας τυχαίων αργών μεταβολών (random walk)	$h_{-2}f^{-2}$	$(\frac{2\pi^2\tau}{3})h_{-2}$	$5,42h_{-2}\tau$
Flicker συχνότητας	$h_{-1}f^{-1}$	$(2\ln 2)h_{-1}$	$0,936h_{-1}$
Λευκός συχνότητας	h_0f^0	$h_0/2\tau$	$h_0/4\tau$
Flicker φάσης	h_1f^1	$\frac{1,038 + 3\ln(\omega_b\tau)}{4\pi^2}h_1\frac{1}{\tau^2}$	$\frac{3,37}{4\pi^2}h_1\frac{1}{\tau^2}$
Λευκός φάσης	h_2f^2	$\frac{3f_h}{4\pi^2}h_2\frac{1}{\tau^2}$	$\frac{3f_h}{4\pi^2}h_2\frac{1}{n\tau^2}$

Η αντίστροφη διαδικασία, δηλαδή η μετατροπή από τιμές $\sigma_y^2(\tau)$ ή Mod $\sigma_y^2(\tau)$ στο πεδίο των συχνοτήτων δεν είναι γενικά εφικτή, εκτός αν είναι γνωστά τα χαρακτηριστικά των συγκεκριμένων τύπων θορύβου της πηγής. Έχει δειχθεί ότι διαφορετικές φασματικές πυκνότητες ισχύος τυχαίων διαδικασιών μπορούν να εμφανίζουν την ίδια διασπορά Allan [94]. Παρόλα αυτά, αν η PSD ακολουθεί το μοντέλο των εξισώσεων (2.13), (2.14), αποδεικνύεται ότι υπάρχει αντιστοιχία ένα προς ένα μεταξύ των $S_\varphi(f)$ και $\sigma_y^2(\tau)$, Mod $\sigma_y^2(\tau)$, εκτός από την περίπτωση του λευκού και flicker θορύβου φάσης που εμφανίζουν την ίδια κλίση τ^{-2} . Επίσης, κάποιες πηγές περιέχουν εσωτερικούς βρόχους κλειδωμένης φάσης (PLLs) με αποτέλεσμα το φάσμα θορύβου τους να αποκλίνει από τα μοντέλα των εξισώσεων (2.13)-(2.14) [95]. Άλλες εμφανίζουν κορυφές θορύβου στη συχνότητα του ηλεκτρικού δικτύου (50 ή 60 Hz), σε αρμονικές της ή και σε άλλες συχνότητες, οι οποίες επηρεάζουν την $\sigma_y^2(\tau)$ [85], [96]. Γενικά, για να εξαχθούν ακριβείς σχέσεις στο πεδίο της συχνότητας από δεδομένα που έχουν ληφθεί στο πεδίο του χρόνου, απαιτείται πολυ-παραμετρική ανάλυση της διασποράς Allan.

2.1.5 Διαστήματα εμπιστοσύνης των $\sigma_y^2(\tau)$ και Mod $\sigma_y^2(\tau)$

Η διασπορά Allan ορίζεται ως η πρώτη τάξης διαφορά μεταξύ των μέσων σχετικών τιμών συχνότητας μεσοσταθμικά σε άπειρη χρονική διάρκεια. Εφόσον όμως μπορεί να ληφθεί μόνο ένα πεπερασμένο σύνολο τιμών M , η διασπορά και απόκλιση Allan μπορούν να εκτιμηθούν με σχετική ακρίβεια και η εκτίμηση αυτή προφανώς θα εξαρτάται από το πλήθος των μετρήσεων.

Μια απλή μέθοδος για να εξαχθούν τα διαστήματα εμπιστοσύνης είναι να χρησιμοποιηθεί η συνάρτηση κατανομής chi-squared. Η διασπορά Allan έχει κατανομή chi-squared που δίνεται από

$$\chi^2 = df \frac{\hat{\sigma}_y^2(\tau)}{\sigma_y^2(\tau)} \tag{2.32}$$

όπου df είναι ο αριθμός των βαθμών ελευθερίας [85]. Η διασπορά Allan ορίζεται ως το άθροισμα των τετραγώνων των πρώτης τάξεως διαφορών μεταξύ διαδοχικών τιμών σχετικής συχνότητας. Εάν όλες αυτές οι πρώτης τάξεως διαφορές είναι ανεξάρτητες μεταξύ τους, τότε ο αριθμός των βαθμών ελευθερίας θα είναι ίσος με τον αριθμό αυτών των διαφορών. Κάτι τέτοιο όμως δεν ισχύει, και επομένως απαιτούνται άλλες διαδικασίες για να υπολογιστεί ο αριθμός των βαθμών ελευθερίας για την $\sigma_y^2(\tau)$ [85].

Πίνακας 2.2: Εμπειρικές εξισώσεις για τον αριθμό των βαθμών ελευθερίας, κατά τον υπολογισμό των διαστημάτων εμπιστοσύνης της Mod $\sigma_y^2(\tau)$.

Τύπος θορύβου	α	Αριθμός βαθμών ελευθερίας
---------------	----------	---------------------------

Λευκός φάσης	-2	$\frac{(N+1)(N-2n)}{2n}$
Flicker φάσης	-1	$\exp \left[\ln \left(\frac{N-1}{2n} \right) \ln \left(\frac{(2n+1)(N-1)}{4} \right) \right]^{1/2}$
Λευκός συχνότητας	0	$\left(\frac{3(N-1)}{2n} - \frac{2(N-2)}{N} \right) \frac{4n^2}{4n^2+5}$
Flicker συχνότητας	+1	$\frac{2(N-2)^2}{2,3N-4,9}, n=1$ $\frac{5N^2}{4n(N+3n)}, n \geq 2$
Συχνότητας τυχαίων αργών μεταβολών (random walk)	+2	$\frac{N-2}{n} \frac{(N-1)^2 - 3n(N-1) + 4n^2}{(N-3)^2}$

Στον πίνακα 2.2 δίνονται αναλυτικές εμπειρικές εκφράσεις οι οποίες προσεγγίζουν τον αριθμό των βαθμών ελευθερίας για την πλήρως επικαλυπτόμενη διασπορά Allan [85]. Η εξίσωση εξαρτάται από τον τύπο θορύβου. Για μη επικαλυπτόμενες εκτιμήσεις, ο όρος n στον πίνακα 2.2 ισούται με τη μονάδα και N είναι το ισοδύναμο πλήθος των δειγμάτων για $\tau=n \cdot \tau_0$ το οποίο δίνεται από $\lfloor ((N-1)/n) + 1 \rfloor$.

Συνήθως, υπολογίζεται το επί τοις εκατό $(p \cdot 100)\%$ διάστημα εμπιστοσύνης, όπου p είναι η πιθανότητα η πραγματική διασπορά ή απόκλιση Allan να βρίσκεται μέσα στο αναφερόμενο διάστημα:

$$\chi^2 \left(\frac{1-p}{2} \right) < df \frac{\hat{\sigma}_y^2(\tau)}{\sigma_y^2(\tau)} < \chi^2 \left(p + \frac{1-p}{2} \right) \quad (2.33)$$

$$\frac{df}{\chi^2 \left(p + \frac{1-p}{2} \right)} \hat{\sigma}_y^2(\tau) < \sigma_y^2(\tau) < \frac{df}{\chi^2 \left(\frac{1-p}{2} \right)} \hat{\sigma}_y^2(\tau) \quad (2.34)$$

όπου η τιμή της chi-squared κατανομής $\chi^2(C)$ για $(p \cdot 100)\%$ εμπιστοσύνη μπορεί να προσκτηθεί από πίνακες ή σχετικά προγράμματα υπολογιστών. Το $(p \cdot 100)\%$ διάστημα εμπιστοσύνης για την απόκλιση Allan δίνεται από τη σχέση:

$$\sqrt{\frac{df}{\chi^2 \left(p + \frac{1-p}{2} \right)}} \hat{\sigma}_y(\tau) < \sigma_y(\tau) < \sqrt{\frac{df}{\chi^2 \left(\frac{1-p}{2} \right)}} \hat{\sigma}_y(\tau) \quad (2.35)$$

Η κατανομή chi-squared μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για να υπολογιστούν τα διαστήματα εμπιστοσύνης της Mod $\sigma_y^2(\tau)$. Γενικά, τα διαστήματα εμπιστοσύνης της επικαλυπτόμενης $\sigma_y(\tau)$ είναι μικρότερα από αυτά της μη επικαλυπτόμενης $\sigma_y(\tau)$.

2.1.6 Φασικός θόρυβος και χρονικές διακυμάνσεις

Σε εφαρμογές απομακρυσμένου συγχρονισμού είναι προτιμότερο να εκφραστεί ο φασικός θόρυβος σαν διακύμανση χρονισμού (timing jitter) [97]. Η φασματική πυκνότητα ισχύος της διακύμανσης χρονισμού, $\delta T(f)$, αναπαριστά την τετραγωνική ρίζα της μέσης τιμής των τετραγώνων (rms) σε κάθε συχνότητα Fourier με απόσταση f από το φέρον και είναι ανάλογη του $\varphi(f)$:

$$\delta T(f) = \frac{\varphi(f)}{2\pi f_0} \left(\frac{s}{\sqrt{\text{Hz}}} \right) \quad (2.36)$$

Η ολική τιμή rms της χρονικής διακύμανσης T_{rms} μπορεί να υπολογιστεί σε ένα εύρος ζώνης από f_l σε f_h :

$$T_{rms} = \sqrt{\int_{f_l}^{f_h} [\delta T(f)]^2 df} \quad (s) \quad (2.37)$$

Τα όρια της ολοκλήρωσης καθορίζονται από τις συγκεκριμένες εφαρμογές για τις οποίες απαιτείται η χρήση της συχνότητας αναφοράς. Προφανώς, για να επιτευχθεί χαμηλή rms χρονική διακύμανση, θα πρέπει στις υψηλές συχνότητες Fourier η φασματική πυκνότητα ισχύος να είναι ελάχιστη. Σε εφαρμογές όπου ένας ηλεκτρικός ταλαντωτής εγκλειδώνεται φασικά στη συχνότητα αναφοράς, το εύρος ολοκλήρωσης για την εκτίμηση του T_{rms} ισούται με το εύρος ζώνης του βρόχου εγκλειδωσης. Εκτός εύρους ζώνης του βρόχου, ο εσωτερικός φασικός θόρυβος του ταλαντωτή είναι υπεύθυνος για όποια περαιτέρω αύξηση της διακύμανσης χρονισμού. Γενικά όμως, ο φασικός θόρυβος των ταλαντωτών φθίνει σημαντικά σε υψηλότερες συχνότητες.

3. ΜΕΘΟΔΟΙ ΔΙΑΝΟΜΗΣ ΣΥΧΝΟΤΙΚΩΝ ΠΡΟΤΥΠΩΝ ΜΕ ΟΠΤΙΚΕΣ ΙΝΕΣ

Η ευρύτερα διαδεδομένη και πολλά υποσχόμενη μέθοδος διανομής συχνοτικών προτύπων είναι η μετάδοση με οπτικές ίνες. Το συχνοτικό πρότυπο, μικροκυματικό ή οπτικό, εντυπώνεται σε οπτικό φέρον και μεταδίδεται μέσα από δίκτυο οπτικών ινών. Οι απομακρυσμένοι σταθμοί λήψης μπορούν να το ανακτήσουν, αποδιαμορφώνοντας το ληφθέν οπτικό σήμα. Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό των οπτικών ινών είναι πως αν αυτές είναι περιβαλλοντικά απομονωμένες, όπως συνήθως συμβαίνει αφού τοποθετούνται υπόγεια, εμφανίζουν κατά πολύ αυξημένη ευστάθεια σε σχέση με τον αέρα – ελεύθερο χώρο για τη μεταφορά των συχνοτικών προτύπων, ιδιαίτερα σε μικρούς χρόνους ολοκλήρωσης. Επιπρόσθετα, τα πλεονεκτήματα που προσφέρουν οι οπτικές ίνες στις κλασσικές τηλεπικοινωνίες, όπως είναι οι χαμηλές απώλειες και η επεκτασιμότητα του δικτύου, είναι άκρως επιθυμητά σε ένα σύστημα διανομής συχνοτικών προτύπων.

Υπάρχουν ήδη αρκετά εγκατεστημένα συστήματα διανομής συχνοτικών προτύπων με οπτικές ίνες, σε εφαρμογές που περιγράφηκαν στο κεφάλαιο 1. Επομένως έχει ήδη αναπτυχθεί τεχνολογία, διατάξεις και υποδομές που την υποστηρίζουν, εγείρονται όμως μεγάλες τεχνο-επιστημονικές προκλήσεις όσο βελτιώνονται η ακρίβεια και ευστάθεια των προτύπων. Στις επόμενες παραγράφους θα αναφερθούμε στις βασικές αρχές που διέπουν τη μετάδοση προτύπων μέσα από οπτικές ίνες σε μεγάλες αποστάσεις και τη σχεδίαση του δικτύου διανομής. Επίσης, θα αναλύσουμε την επίδραση των διάφορων θορυβικών πηγών στη φάση του μεταδιδόμενου προτύπου, καθώς και τις μεθόδους εκτίμησης και αντιστάθμισης των διαταραχών αυτών. Ειδικότερα, οι μέθοδοι μετάδοσης μέσω οπτικών ινών μπορούν να κατηγοριοποιηθούν σε τέσσερις ενότητες: Μετάδοση μικροκυματικών και οπτικών προτύπων, οπτικών κενών και χρονικών προτύπων. Οι κατηγορίες αυτές εμφανίζουν αρκετά κοινά και κάποια ιδιαίτερα χαρακτηριστικά.

Στις παραγράφους 3.1, 3.2 και 3.3 θα δομηθούν οι βασικές αρχές σχεδίασης του δικτύου διανομής και αντιμετώπισης του φασικού θορύβου που επιβάλλεται κατά τη μετάδοση. Στις επόμενες παραγράφους (3.4 έως και 3.8) θα παρουσιαστούν και θα αναλυθούν τεχνικές που εμπίπτουν σε καθεμιά από τις κατηγορίες που αναφέρθηκαν προηγουμένως. Συγκεκριμένα, η παράγραφος 3.5 θα αναφερθεί στην μετάδοση μικροκυματικών προτύπων με άμεση διαμόρφωση του ρεύματος ενός laser, τεχνική που αποτελεί την πιο άμεση και απλούστερη υλοποίηση μετάδοσης συχνοτικού ή και χρονικού προτύπου. Το επιθυμητό χρονικό πρότυπο μπορεί να προκύψει, εφόσον η μικροκυματική συχνότητα διαιρεθεί ηλεκτρικά με κατάλληλο λόγο. Στην παράγραφο 3.6 θα μελετηθεί η άμεση μετάδοση οπτικού προτύπου, που δεν είναι άλλο από το εκπεμπόμενο οπτικό κύμα ενός laser υψηλότερης ευστάθειας. Ένα τέτοιο οπτικό πρότυπο δεν είναι άμεσα διαχειρίσιμο, καθώς δεν μπορεί να εξαχθεί ηλεκτρικό συχνοτικό πρότυπο ή σήμα χρονισμού από μια τόσο υψηλή συχνότητα των εκατοντάδων THz. Για το λόγο αυτό, απαιτείται μια οπτική κτένα που θα κλειδωθεί πάνω στο μεταδιδόμενο αμιγώς οπτικό πρότυπο. Στην παράγραφο 3.7 θα μελετηθεί η απευθείας μετάδοση οπτικής κτένας με οπτική ίνα. Η οπτική κτένα που παράγεται από αυτο-αναφερόμενο laser εγκλειδωμένου τρόπου παρέχει ταυτόχρονα υψηλότερης ακρίβειας και ευστάθειας οπτικά και μικροκυματικά πρότυπα. Οι ισαπέχουσες οπτικές συχνότητες της κτένας μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως πρότυπα για φασματοσκοπικές εφαρμογές ενώ ο ρυθμός επανάληψης των οπτικών παλμών που παράγει το laser μαζί με τις αρμονικές του αποτελούν υψηλότερης ακρίβειας μικροκυματικά πρότυπα. Στην παράγραφο 3.8 θα παρουσιαστούν συνοπτικά τα μονόδρομα συστήματα μετάδοσης συχνοτικών προτύπων, τα οποία δεν απαιτούν σήμα επιστροφής προς τον πομπό για την εξαγωγή του φασικού σφάλματος που

υπαισθέρχεται κατά τη μετάδοση. Τόσο η διαδικασία φασικής διευκρίνησης όσο και η αντιστάθμιση του φασικού θορύβου λαμβάνουν χώρα αποκλειστικά στο δέκτη, παρέχοντας μια σειρά πλεονεκτημάτων ιδιαίτερα επιθυμητών σε σύγχρονες εφαρμογές όπως η κβαντική δικτύωση.

Στόχος της παρούσας διατριβής είναι η λύση προβλημάτων που αναφύονται σε διάφορα στάδια υλοποίησης τέτοιων συστημάτων. Μετά την ανασκόπηση των μεθόδων και την κατάδειξη των προβλημάτων που αφορούν στη μετάδοση συχνοτικών προτύπων μέσα από οπτικές ίνες, στην παράγραφο 3.9 θα περιγραφούν τα ειδικότερα θέματα που εξετάστηκαν και οι λύσεις που προτάθηκαν στα πλαίσια της διατριβής.

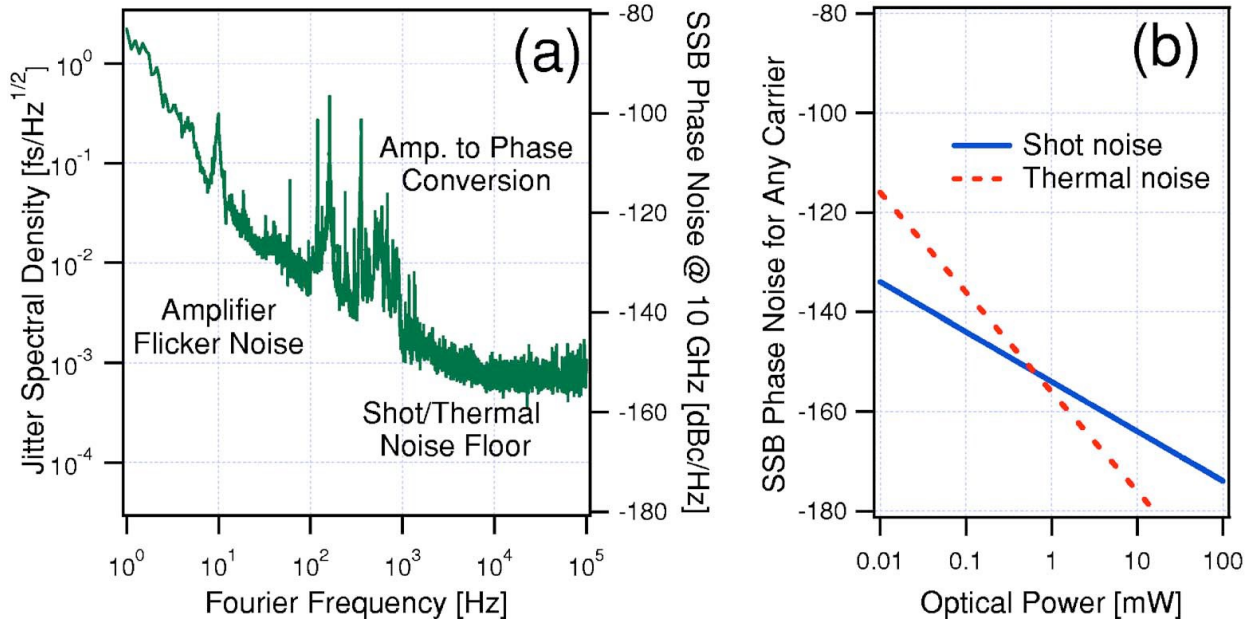
3.1 Θεμελιώδεις και τεχνικοί περιορισμοί

Όλες οι τεχνικές που αποσκοπούν στην μετάδοση συχνοτικών προτύπων με μέγιστη ευστάθεια βασίζονται στην ανίχνευση με μεγάλη ακρίβεια και στη συνέχεια αντιστάθμιση των φασικών διαταραχών που επιβάλλονται στην οπτική ίνα της ζεύξης από περιβαλλοντικούς παράγοντες [98]. Κατά την ανίχνευση των φασικών αυτών διαταραχών, διάφορες πηγές οπτικού ή ηλεκτρικού θορύβου μολύνουν περαιτέρω το σήμα φασικού σφάλματος, περιορίζοντας έτσι το βαθμό σταθεροποίησης των μεταδόσεων. Ο ηλεκτρικός, θερμικός θόρυβος Johnson, ο θόρυβος βολής των φωτονίων, ο θόρυβος flicker $1/f$ των ηλεκτρονικών ενισχυτών και η μετατροπή του θορύβου πλάτους σε φασικό κατά την οπτικο-ηλεκτρική μετατροπή συμπεριλαμβάνονται σε αυτές τις θορυβικές πηγές. Γενικά, για ασθενή σήματα, ο θερμικός θόρυβος και ο θόρυβος flicker υπερισχύουν, ενώ για ισχυρότερα σήματα ο θόρυβος βολής και η μετατροπή θορύβου πλάτους σε φάση αποτελούν τις κύριες πηγές υποβάθμισης του σήματος φασικού σφάλματος.

Οι τέσσερις αυτές πηγές θορύβου φαίνονται στο σχήμα 3.1a, το οποίο αποτυπώνει το υπόλοιπο φασικού θορύβου, μετά την αντιστάθμιση, ενός τελευταίας τεχνολογίας μικροκυματικού συχνοτικού προτύπου 10 GHz, που πηγάζει από το ρυθμό επανάληψης ενός laser εγκλειδωμένου τρόπου. Η ισχύς εξόδου του laser έχει διαμοιραστεί εξίσου σε δύο φωτοδιόδους και στο σχήμα απεικονίζεται το αποτέλεσμα της φασικής σύγκρισης των φωτορευμάτων. Κατ' αυτόν τον τρόπο, μετράται ο επιπλέον θόρυβος που οφείλεται στην οπτικο-ηλεκτρική μετατροπή, την μικροκυματική ενίσχυση και φασική σύγκριση, ενώ ο ενδογενής φασικός θόρυβος της πηγής εμφανίζεται ως θόρυβος κοινού τρόπου και απορρίπτεται.

Ο θερμικός θόρυβος και ο θόρυβος βολής επιβάλλουν θεμελιώδεις περιορισμούς στην ανίχνευση του φασικού σφάλματος. Έξοχες παράμετροι σχεδίασης διατυπώνονται στην αναφορά [99]. Στη συνέχεια θα εισαχθούν οι βασικές έννοιες και θα δοθεί τυπικό παράδειγμα των περιορισμών που εισάγει ο τυπικός φασικός θόρυβος των lasers σε ένα σύστημα φασικής σύγκρισης. Θεωρώντας εύρος ζώνης 1 Hz, ο φασικός θόρυβος μονής πλευρικής ζώνης που οφείλεται στο θερμικό θόρυβο του ρεύματος που διαρρέει την αντίσταση εξόδου του συστήματος είναι:

$$L_{\varphi}^{thermal}(f) = \frac{kTR}{2V_0^2} \propto \frac{1}{P_{RF}} \propto \frac{1}{P_{opt}^2} \quad (3.1)$$



Σχήμα 3.1: a) Το φάσμα φασικού θορύβου ενός laser εγκλειδωμένου τρόπου που παράγει βραχείς οπτικούς παλμούς (fs) μέσης ισχύος 2 mW. Η έξοδος του laser διαχωρίζεται σε δύο ίσα μέρη και οδηγείται σε ίδιους φωτοφωρατές, οι έξοδοι των οποίων συγκρίνονται φασικά στις αρμονικές της συχνότητας επανάληψης παλμών των 10 GHz ώστε να προκύψει το φάσμα φασικού θορύβου. Κάτω από το 1 kHz, ο θόρυβος των μικροκυματικών ενισχυτών έχει τα χαρακτηριστικά θορύβου flicker $1/f$. Μεταξύ 100 Hz και 1 kHz παρατηρούνται απότομες εξάρσεις θορύβου που οφείλονται στη μετατροπή θορύβου πλάτους σε φάση, ενώ πάνω από τα 10 kHz το φάσμα σταθεροποιείται στο επίπεδο του λευκού φασικού θορύβου που προκύπτει από τη συνεισφορά του θερμικού και του θορύβου βολής. b) Τα όρια του θερμικού θορύβου και του θορύβου βολής απεικονίζονται σε συνάρτηση με την προσπίπτουσα στη φωτοδίοδο οπτική ισχύ. Το φάσμα και των δύο τύπων θορύβου εμφανίζει χαρακτηριστικά λευκού θορύβου φάσης, με πλάτος ανεξάρτητο της συχνότητας του φέροντος. Επομένως, όταν χρησιμοποιείται υψηλή τέτοια συχνότητα, οι σχετικές συνεισφορές των θορύβων αυτών στη συχνοτική αστάθεια και στο σφάλμα χρονισμού μειώνονται αντίστοιχα. Πηγή: Αναφορά [98].

Όπου k είναι η σταθερά του Boltzmann, T η θερμοκρασία και R η χαρακτηριστική εμπέδηση του συστήματος, V_0 είναι η τάση rms του φέροντος, P_{RF} η ισχύς του φέροντος και P_{opt} η μέση οπτική ισχύς που προσπίπτει στη φωτοδίοδο. Για $R=50 \Omega$ και θερμοκρασία περιβάλλοντος, η φασματική πυκνότητα ισχύος του θερμικού φασικού θορύβου προκύπτει:

$$L_{\phi}^{thermal}(f) = (-177 - P_{RF}) \left(\frac{dBc}{Hz} \right) \quad (3.2)$$

όπου η P_{RF} εκφράζεται σε dBm. Αντίστοιχα, η φασματική πυκνότητα ισχύος του θορύβου βολής σε εύρος ζώνης 1 Hz για ένα σήμα σταθερής ισχύος είναι:

$$L_{\phi}^{shot}(f) = \frac{e i_{avg} R}{P_{RF}} \propto \frac{P_{opt}}{P_{RF}} \propto \frac{1}{P_{opt}} \quad (3.3)$$

όπου e είναι το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο και i_{avg} είναι το μέσο φωτόρευμα DC που προκύπτει από την πρόσπτωση οπτικής ισχύος P_{opt} στη φωτοδίοδο. Αν το οπτικό σήμα είναι παλμικό, όπως στην περίπτωση των οπτικών κτενών, τότε η υπόθεση της χρονικά

σταθερής ισχύος δεν ικανοποιείται [100], αλλά η τελευταία εξίσωση εξακολουθεί να παράγει εμπειρικά σωστά αποτελέσματα για τις χρονικές μέσες τιμές του φωτορεύματος και της ισχύος του θορύβου βολής [101]. Ας σημειωθεί ότι όπως φαίνεται από τις εξισώσεις (3.1) και (3.3), η φασματική πυκνότητα ισχύος του θερμικού θορύβου μειώνεται αντίστροφα με το τετράγωνο της οπτικής ισχύος, ενώ αυτή του θορύβου βολής αντίστροφα με την πρώτη δύναμη της οπτικής ισχύος. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα ο θόρυβος βολής να υπερισχύει του θερμικού θορύβου από ένα επίπεδο ισχύος και πέρα, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.1b για μια τυπική φωτοδίοδο GaAs με αποκρισιμότητα 0,4 mA/mW κοντά στα 800 nm.

Πρέπει να τονιστεί το γεγονός ότι οι θεμελιώδεις περιορισμοί που εισάγονται από το θερμικό θόρυβο και το θόρυβο βολής, είναι ανεξάρτητοι από την τιμή του μικροκυματικού φέροντος – συχνοτικού προτύπου. Σαν αποτέλεσμα αυτού, η επακόλουθη αστάθεια λόγω των περιορισμών αυτών μειώνεται, όσο αυξάνεται η τιμή του φέροντος. Για τον ίδιο λόγο, η φασική διευκρίνιση που βασίζεται σε οπτικές μεθόδους, άρα εφαρμόζεται σε οπτικά φέροντα εκατοντάδων THz, παρέχει πολύ μεγαλύτερη ευαισθησία.

Σαν παράδειγμα των θεμελιωδών περιορισμών που επιβάλλει ο θερμικός θόρυβος και ο θόρυβος βολής, θεωρούμε ολική μέση οπτική ισχύ 1 mW χωρισμένη εξίσου σε δύο δέσμες που συμβάλλουν σε μια τυπική φωτοδίοδο αποκρισιμότητας 0,4 mA/mW ενώ η εμπέδηση του συστήματος είναι 50 Ω. Η ισχύς RF που προκύπτει από τη συμβολή έχει τιμή -21 dBm, που μεταφράζεται σε μονής πλευρικής φασικό θόρυβο -156 dBc/Hz για το θερμικό θόρυβο και -154 dBc/Hz για το θόρυβο βολής. Και οι δύο τύποι θορύβου συνεισφέρουν στο επίπεδο φασικού θορύβου που παρατηρείται στο σχήμα 3.1a μετά τα 10 kHz. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, είναι προτιμότερο να χρησιμοποιείται όσο το δυνατόν υψηλότερη πρότυπη συχνότητα RF όταν οι επιδόσεις ευστάθειας του συστήματος διανομής περιορίζονται κυρίως από την παρουσία θερμικού θορύβου και θορύβου βολής. Για φέρον 10 GHz το επίπεδο θορύβου -155 dBc/Hz που φαίνεται στο σχήμα 3.1a αντιστοιχεί σε μονής πλευρικής πυκνότητα ισχύος της χρονικής διακύμανσης $2 \cdot 10^{-4} \text{ fs}/\sqrt{\text{Hz}}$, που μεταφράζεται σε συνολική χρονική διακύμανση 0,04 fs σε εύρος ζώνης 10 kHz, καθώς η συνολική τιμή είναι διπλάσια αυτής που οφείλεται στη μια μόνο πλευρική.

Για φέρον που υπόκειται μόνο σε λευκό φασικό θόρυβο σταθερής φασματικής πυκνότητας ισχύος S_φ , η μετρούμενη αστάθεια εκφρασμένη ως απόκλιση Allan μπορεί να υπολογιστεί [102], [103] εφαρμόζοντας τη σχέση (2.28) (παράγραφος 2.1.4) ως

$$\sigma_y(\tau) = \frac{\sqrt{3S_\varphi \Delta f}}{2\pi\nu_0\tau} \quad (3.4)$$

Όπου Δf είναι το εύρος ζώνης της μέτρησης και ν_0 είναι η συχνότητα φέροντος. Για εύρος ζώνης 10 kHz, το σύστημα του προηγούμενου παραδείγματος θα εμφανίζει απόκλιση Allan $7 \cdot 10^{-17} \cdot \tau^{-1}$ για συχνότητα φέροντος 10 GHz, όταν οι επιδόσεις του περιορίζονται μόνο από το θερμικό θόρυβο και το θόρυβο βολής. Αν θεωρήσουμε οπτικά φέροντα, για παράδειγμα δύο φέροντα των 100 THz που συμβάλλουν στη φωτοδίοδο, τότε η αστάθεια θα μειωθεί κατά 10^4 φορές, αριθμός ίσος με το λόγο των φερουσών 100THz/10GHz. Κατά τη μετάδοση όμως σε μεγάλες αποστάσεις των συχνοτικών προτύπων, είτε μικροκυματικών είτε οπτικών, οι φασικές διαταραχές που επιβάλλει η οπτική ίνα επιδρούν στην απόκλιση Allan και στη φασματική πυκνότητα ισχύος των χρονικών διακυμάνσεων ανεξάρτητα από τη συχνότητα του φέροντος, ενώ

οι περιορισμοί λόγω θερμικού και θορύβου βολής καθώς και οποιοδήποτε άλλοι περιορισμοί που οδηγούν σε χαμηλό λόγο σήματος προς θόρυβο μπορούν πάντα να αντιμετωπισθούν καλύτερα χρησιμοποιώντας υψηλότερες συχνότητες.

Εκτός των θεμελιωδών περιορισμών που αναφέρθηκαν μέχρι τώρα, υπάρχουν δύο ακόμα τεχνικοί περιορισμοί που οφείλονται στο θόρυβο των ενισχυτών [104] και στη μετατροπή θορύβου πλάτους σε φάση [105]. Εν κατακλείδι, οι περιορισμοί αυτοί οφείλονται στη φωτοφώραση διότι οι τυπικές φωτοδιόδοι αποδίδουν χαμηλές τιμές ισχύος RF στην έξοδό τους και φτάνουν σε κόρο και παραμόρφωση της κυματομορφής αν οδηγηθούν με οπτική ισχύ μεγαλύτερη από λίγα mW [106], [107]. Η χαμηλή ηλεκτρική ισχύς εξόδου απαιτεί την ενίσχυση των σημάτων ώστε να καταστούν κατάλληλα για την οδήγηση των ηλεκτρονικών κυκλωμάτων που ακολουθούν, χωρίς να συσσωρεύεται σημαντική ισχύς προσθετικού θορύβου. Δυστυχώς οι ενισχυτές RF παρουσιάζουν θόρυβο flicker $1/f$, εξαιτίας της μετατροπής διαταραχών της τάσης τροφοδοσίας σε διαταραχές πλάτους του σήματος εξόδου που οφείλονται σε μη γραμμικές διαδικασίες εντός των ενισχυτών [104]. Ο θόρυβος flicker εμφανίζεται στο σχήμα 3.1a ως ένα ομαλό προφίλ θορύβου $1/f$ για συχνότητες Fourier χαμηλότερες του 1 kHz. Έχουν γίνει προσπάθειες περιορισμού του θορύβου flicker με διάφορες μεθόδους ανατροφοδότησης [108] με αποτέλεσμα τη μείωσή του κατά 20 dB σε ενισχυτές στο 1 GHz. Εκτός των μεθόδων αυτών που στοχεύουν στη γραμμικοποίηση των χαρακτηριστικών μεταφοράς των ενισχυτών, έχουν αναπτυχθεί και άλλες μέθοδοι που καταργούν το φέρον με μικροκυματικά συμβολόμετρα [109], επιτρέποντας έτσι στους ενισχυτές να λειτουργούν σε καθεστώς χαμηλού σήματος, με αποτέλεσμα των περιρμό των μη γραμμικών φαινομένων. Με τον τρόπο αυτό, επιτυγχάνεται μείωση του θορύβου flicker έως 24 dB σε φέρον 10 GHz [110]. Εφαρμόζοντας την τεχνική αυτή σε σύστημα τυπικής φωτοφώρασης μιας οπτικής κτένας, έχει επιτευχθεί αποκάλυψη μικροκυματικών συχνοτήτων αναφοράς με φασικό θόρυβο -110 dBc/Hz σε συχνότητα Fourier 1 Hz για φέρον 10 GHz [101]. Εξαιρετική περιγραφή τέτοιων συμβολομετρικών μεθόδων υπάρχει στην αναφορά [111].

Ο δεύτερος τεχνικός περιορισμός αφορά την εφαρμογή υψηλής οπτικής ισχύος στους φωτοφωρατές. Η μεγάλη οπτική ισχύς είναι επιθυμητή, καθώς η επίδραση του θερμικού θορύβου, του θορύβου βολής και του θορύβου των ηλεκτρικών ενισχυτών υποβαθμίζεται όταν αυξάνεται η διαθέσιμη μικροκυματική ισχύς. Παρόλα αυτά, οι τυπικοί φωτοφωρατές εμφανίζουν ολίσθηση φάσης μεταξύ του πλάτους του προσπίπτοντος φωτός και του μικροκυματικού σήματος εξόδου, που εξαρτάται από την οπτική ισχύ. Το φαινόμενο αυτό προκαλεί σημαντική μετατροπή του οπτικού θορύβου πλάτους σε ηλεκτρικό θόρυβο φάσης σε μεγάλες οπτικές ισχύεις. Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.1a μεταξύ 100 Hz και 1 kHz, τα έντονα χαρακτηριστικά του οπτικού φάσματος έχουν μεταφερθεί στο φάσμα φάσης του μικροκυματικού σήματος. Αυτή η μη γραμμικότητα, πιθανόν εν μέρει να οφείλεται στον κορεσμό του φωτοφωρατή, η οποία δημιουργεί φορτία χώρου στην περιοχή απογύμνωσης και έτσι επιδρά στην ταχύτητα των φορέων που προέρχονται από την πρόσπτωση του φωτός, εμποδίζοντας την επιβαλλόμενη στο φωτοφωρατή εξωτερική πόλωση [112]. Επίσης, η απόκριση στο πεδίο του χρόνου μπορεί να εξαρτάται ισχυρά από τις χωρικές διαταραχές πρόσπτωσης του φωτός στη φωτοδιόδο, πράγμα που οδηγεί στη μετατροπή της χωρικής ασάφειας πρόσπτωσης της οπτικής δέσμης σε φασικές διαταραχές του ηλεκτρικού σήματος εξόδου, σε βαθμό που να περιορίζει την απόδοση του συστήματος [113]. Σε εφαρμογές που διαχειρίζονται παλμούς υψηλής ισχύος κορυφής, όπως είναι οι παλμοσειρές εξαιρετικά μικρής διάρκειας (fs), εμφανίζονται συντελεστές μετατροπής της οπτικής ισχύος σε φάση της τάξης αρκετών ps ανά mW μεταβολής της προσπίπτουσας μέσης ισχύος. Η σταθεροποίηση των διαταραχών πλάτους της προσπίπτουσας οπτικής δέσμης έχει οδηγήσει σε περισσότερα από 20 dB μείωση του επιπλέον φασικού

θορύβου για συχνότητες Fourier κάτω από 10 Hz [114]. Περιορίζοντας προσεκτικά τις περιβαλλοντικές διαταραχές που προκαλούν μεταβολές πλάτους στο φωτοφωρατή, έχει επιτευχθεί μετατροπή οπτικού σε μικροκυματικό σήμα με επιπλέον αστάθεια $7 \cdot 10^{-16}$ στο 1 s και φασικός θόρυβος κάτω από -98 dBc/Hz σε 1Hz απόκλιση για μικροκυματικό φέρον 10 GHz [115]. Θα πρέπει να σημειωθεί πως η φωτοφώραση οπτικών παλμοσειρών είναι περισσότερο επιρρεπής στην εμφάνιση μετατροπής θορύβου πλάτους σε φάση εξαιτίας της υψηλότερης ισχύος κορυφής των παλμών σε σχέση με τη φωτοφώραση διαμόρφωσης έντασης συνεχούς κύματος (CW). Επιπρόσθετα, έχει δοκιμαστεί μια μέθοδος συντονισμού της ηλεκτρικής εξόδου του φωτοφωρατή στη συχνότητα του μικροκυματικού προτύπου, επιτυγχάνοντας βελτιωμένο λόγο σήματος προς θόρυβο μέσω της βελτιστοποίησης της προσαρμογής εμπεδήσεων και του περιορισμού του φάσματος του θορύβου [116].

3.2 Οπτικές τεχνικές φασικής διευκρίνισης

Σε ειδικές περιπτώσεις, όπως είναι ο συγχρονισμός των παλμοσειρών δύο lasers εγκλειδωμένου τρόπου, μπορούν να χρησιμοποιηθούν εναλλακτικές μέθοδοι ανίχνευσης των χρονικών διαταραχών μεταξύ των δύο παλμοσειρών στο οπτικό πεδίο [117], [118], [119], [120]. Σε μια από αυτές μετράται η ετερο-συσχέτιση (cross-correlation) μεταξύ των παλμών, επικαλύπτοντας τις παλμοσειρές σε μη γραμμικό οπτικό κρύσταλλο και ανιχνεύοντας σε φωτοφωρατή το σήμα οπτικής συχνοτικής άθροισης που προκύπτει. Οι παλμοσειρές μπορούν να διαδίδονται παράλληλα εντός του κρυστάλλου ή να διασταυρώνονται. Η δεύτερη διάταξη διοχετεύει το οπτικό σήμα εξόδου του κρυστάλλου σε κατεύθυνση διαφορετική από αυτή των παλμοσειρών εισόδου και έτσι είναι ευκολότερη η ανίχνευσή του χωρίς τη χρήση οπτικών φίλτρων. Η οπτική ισχύς του σήματος συχνοτικής άθροισης είναι ανάλογη του γινομένου των στιγμιαίων ισχύων των παλμοσειρών εισόδου. Με τον τρόπο αυτό, εκτός της παλμικής ταλάντωσης στο ρυθμό των παλμοσειρών εισόδου, το πλάτος του σήματος άθροισης εξαρτάται και από την χρονική επικάλυψη των παλμών. Ρυθμίζοντας τη χρονική διαφορά μεταξύ των παλμοσειρών ώστε το σήμα συχνοτικής άθροισης να λαμβάνει το μισό της μέγιστης ισχύος του, επιτυγχάνεται μέγιστη ευαισθησία του φωρατή στις χρονικές διαταραχές των παλμών εισόδου. Ο απότομος βαθμός ανόδου – καθόδου των παλμών διάρκειας 10–100 fs που παράγονται από lasers εγκλειδωμένου τρόπου βελτιώνει κατά πολύ την ευαισθησία της συγκεκριμένης οπτικής μεθόδου σε σχέση με την ηλεκτρική ομόδυνη μίξη των μικροκυματικών συχνοτήτων που ανιχνεύονται από τη φώραση των παλμών των δύο παλμοσειρών, αφού η ηλεκτρική αυτή μέθοδος υπόκειται στους περιορισμούς λόγω θορύβου που αναφέρθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο. Ακόμα μεγαλύτερη ευαισθησία στην ανίχνευση των χρονικών διαταραχών μπορεί να επιτευχθεί με συγγραμμική συμβολομετρία [121], [122], όπου η φασική διευκρίνιση λαμβάνει χώρα σε οπτικές συχνότητες.

Συμπερασματικά, όλες οι διαθέσιμες τεχνικές ανίχνευσης φασικών διαφορών απαιτούν υψηλή οπτική ισχύ ώστε να υποβαθμιστεί η επίδραση του θερμικού θορύβου και του θορύβου βολής, καθώς και να καταστεί μη απαραίτητη η ηλεκτρική ενίσχυση που συνοδεύεται από θόρυβο flicker. Οι απαιτήσεις για κατάλληλους φωτοφωρατές οι οποίοι θα διαχειρίζονται οπτική ισχύ 10 mW ή και μεγαλύτερη και να λειτουργούν σε πλήρη γραμμικότητα ώστε να ελαχιστοποιηθεί η μετατροπή θορύβου πλάτους σε φάση, είναι δύσκολο να ικανοποιηθούν [123], [124]. Η ανάγκη για υψηλής γραμμικότητας φωτοδιόδους σε σχετικά μεγάλη ισχύ λειτουργίας είναι πρόδηλη, καθώς νέες υλοποιήσεις μεταφοράς συχνοτικών προτύπων οπτικών ρολογιών με οπτικές ίνες πλησιάζουν το θεμελιώδες όριο του θορύβου βολής. Επίσης, όπου είναι δυνατόν, είναι προτιμότερη η χρήση υψηλότερων μικροκυματικών συχνοτήτων ή ακόμα και οπτικών

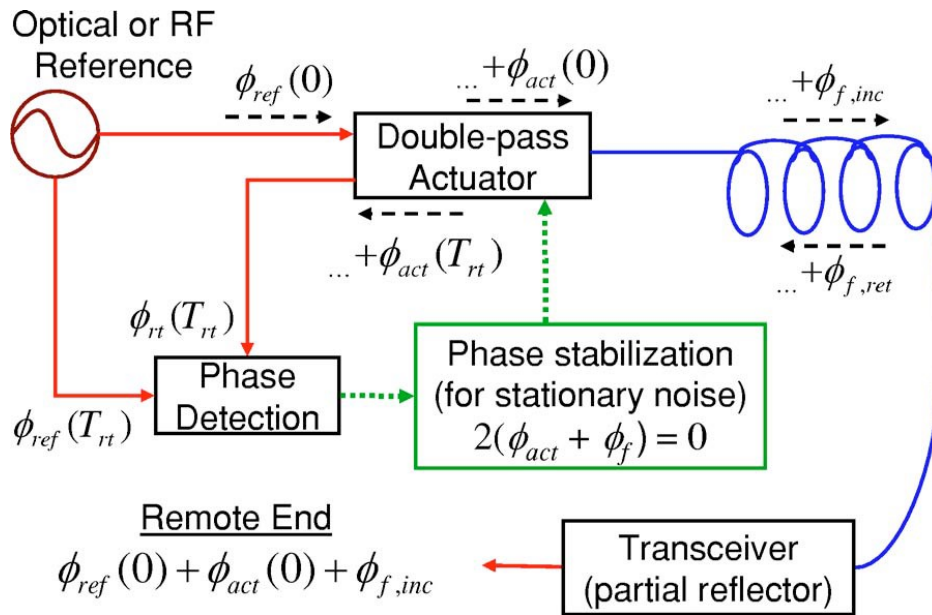
μεθόδων φασικής διευκρίνησης ώστε να υποβαθμιστούν οι θεμελιώδεις και τεχνικοί περιορισμοί που επιβάλλει ο θόρυβος.

3.3 Αρχές αντιστάθμισης του φασικού θορύβου κατά τη μετάδοση

Σκοπός ενός συστήματος μετάδοσης συχνοτικών και χρονικών προτύπων με οπτική ίνα είναι να μεταφέρει αξιόπιστα, με συμφωνία φάσης, το πρότυπο σε έναν απομακρυσμένο δέκτη μέσω δικτύου οπτικών ινών. Όμως διάφορες φυσικές διαδικασίες επάγουν θόρυβο στην οπτική ίνα και υποβαθμίζουν την ποιότητα του μεταφερόμενου προτύπου, διαταράσσοντας τη φάση του. Ο προστιθέμενος κατά τη μετάδοση φασικός θόρυβος θα πρέπει να ανιχνευθεί και αντισταθμιστεί ώστε να διατηρηθεί η ευστάθεια του λαμβανόμενου σήματος. Επομένως, θα πρέπει να αναπτυχθούν συστήματα μετάδοσης που να περιλαμβάνουν ένα ρωμαλέο σύστημα αυτομάτου ελέγχου με αρκετά μεγάλη δυναμική περιοχή ώστε να καταφέρνει να αντισταθμίζει το επιβαλλόμενο φασικό θόρυβο κατά την μετάδοση σε εγκατεστημένο δίκτυο οπτικών ινών. Αυτό είναι επιθυμητό αφού η υπάρχουσα υποδομή, ειδικά εντός μεγάλων πόλεων, αποτελεί την πιο πρόσφορη λύση για τη μετάδοση των προτύπων, ακόμα κι αν δεν έχει σχεδιαστεί λαμβάνοντας υπόψη αυτή την εφαρμογή. Η μεγάλη δυναμική περιοχή είναι απαραίτητη, ιδιαίτερα σε ζεύξεις οπτικών ινών των 100 km και άνω, καθώς ο συσσωρευμένος φασικός θόρυβος εξαρτάται από το μήκος της μετάδοσης.

3.3.1 Διευκρίνιση φάσης κατά τη μετάδοση μετ' επιστροφής

Στο σχήμα 3.2 φαίνεται το βασικό πειραματικό σχήμα σταθεροποίησης της φάσης σε δίκτυο διανομής μετ' επιστροφής. Το σήμα αναφοράς, το οποίο μπορεί να είναι ένα διαμορφωμένο οπτικό φέρον, το ίδιο το οπτικό φέρον ή μια οπτική κτένα, μεταδίδεται προς τον απομακρυσμένο χρήστη. Όμως οι φασικές διαταραχές φ_f που επιβάλλονται κατά τη διάδοση στην οπτική ίνα πρέπει να προ-αντισταθμιστούν με τη χρήση κάποιου είδους ενεργοποιητή. Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.2, η συνήθης πρακτική τοποθετεί τον ενεργοποιητή στον πομπό, όπου και συγκρίνεται η φάση φ_r του σήματος επιστροφής με τη φάση του σήματος αναφοράς φ_{ref} . Για την δρομολόγηση του σήματος επιστροφής στο δέκτη μπορεί να χρησιμοποιηθεί ένας απλός ανακλαστήρας ή ένας πομποδέκτης - αναμεταδότης ο οποίος θα ενισχύσει το σήμα επιστροφής ώστε να αντισταθμιστούν οι απώλειες κατά τη διάδοση στην ίνα. Επίσης, ο αναμεταδότης αυτός μπορεί να μεταθέσει ελαφρώς τη συχνότητα του φέροντος ή να επιστρέψει μια αρμονική του συχνοτικού προτύπου ώστε να είναι δυνατή η διάκριση του σήματος επιστροφής από παρασιτικές ανακλάσεις του μεταδιδόμενου σήματος προς τον πομπό σε διάφορα σημεία διασύνδεσης της ζεύξης [125]. Η προ-αντιστάθμιση διενεργείται από τον ενεργοποιητή ο οποίος δρα δύο φορές, μια επί του εκπεμπόμενου σήματος και μια επί του σήματος επιστροφής, εισάγοντας κάθε φορά διόρθωση φάσης φ_{act} . Τυπικοί ενεργοποιητές αποτελούνται από διατάξεις διάτασης οπτικών ινών με πιεζοηλεκτρικά στοιχεία (PZT) ή θερμικά ελεγχόμενες μπομπίνες οπτικών ινών οι οποίες δρουν στην καθυστέρηση διάδοσης ομάδας (group delay), ή από ακουστο-οπτικούς διαμορφωτές (AOM) που δρουν έμμεσα πάνω στην φάση του οπτικού σήματος. Εφόσον οι AOM μεταβάλλουν την οπτική συχνότητα, παρέχουν απεριόριστη δυναμική περιοχή αντιστάθμισης της οπτικής φάσης.



Σχήμα 3.2: Η αρχή λειτουργίας ενός τυπικού συστήματος αντιστάθμισης του φασικού θορύβου που προστίθεται κατά τη μετάδοση συχνοτικών και χρονικών προτύπων μέσα από οπτική ίνα. Ένας ανακλαστήρας στο δέκτη ανακλά μερικώς το οπτικό σήμα προς τον πομπό. Η ακριβής σύγκριση των φάσεων ανάμεσα στο εκπεμπόμενο και επιστρέφον πρότυπο, επιτρέπει στον ενεργοποιητή διπλής διέλευσης να αντισταθμίζει τις φασικές διαταραχές που υπεισέρχονται κατά τη μετάδοση. Πηγή: Αναφορά [98].

Η ανίχνευση και η επακόλουθη σύγκριση της φάσης του σήματος επιστροφής ϕ_{rt} με τη φάση του σήματος αναφοράς ϕ_{ref} γίνεται μετά τη μετάδοση μετ' επιστροφής στην οπτική ίνα και τη διπλής κατεύθυνσης διέλευση από τον ενεργοποιητή. Ας σημειωθεί ότι η φασική σύγκριση πραγματοποιείται μετά από χρόνο T_{rt} που είναι διπλάσιος από το χρόνο διάδοσης από τον πομπό μέχρι το δέκτη. Αν υποθεθεί πως το σήμα αναφοράς αναχωρεί από τον πομπό (πριν τη διέλευση από τον ενεργοποιητή) τη χρονική στιγμή $t=0$ με φάση ϕ_{ref} τότε σε χρόνο T_{rt} η μετρούμενη διαφορά φάσης μεταξύ της αναφοράς και του σήματος επιστροφής θα είναι

$$\phi_{rt}(T_{rt}) - \phi_{ref}(T_{rt}) = \phi_{ref}(0) - \phi_{ref}(T_{rt}) + \phi_{act}(0) + \phi_{act}(T_{rt}) + \phi_{f,inc} + \phi_{f,ret} \quad (3.5)$$

όπου $\phi_{f,inc}$ και $\phi_{f,ret}$ είναι οι ολισθήσεις φάσης που επιβάλλονται στις διαδρομές μετάβασης και επιστροφής αντίστοιχα μέσω της οπτικής ίνας. Για την απλοποίηση της εξίσωσης (3.5) μπορούν να γίνουν κάποιες σημαντικές υποθέσεις. Πρώτον, εάν οι διεργασίες επιβολής του θορύβου κατά την μετάβαση και επιστροφή του σήματος, υπεύθυνες για τις διαταραχές $\phi_{f,inc}$ και $\phi_{f,ret}$, θεωρηθούν στατικές και η διάδοση μέσα στην οπτική ίνα λαμβάνει χώρα στην ίδια πόλωση τόσο κατά τη μετάβαση όσο και κατά την επιστροφή, τότε οι δύο τελευταίοι όροι της (3.5) είναι ίσοι και μπορούν να γραφούν ως $2\phi_f$. Υπό αυτές τις προϋποθέσεις, θεωρούνται μόνο οι διαδικασίες επιβολής φασικού θορύβου με εύρος ζώνης μικρότερο από $1/(2\pi T_{rt})$. Δεύτερον, το εύρος ζώνης του συστήματος αυτομάτου ελέγχου επίσης περιορίζεται στην ανωτέρω τιμή, έτσι ώστε ο τρίτος και τέταρτος όρος της εξίσωσης (3.5) να είναι ίσοι. Τρίτον, οι δύο πρώτοι όροι της εξίσωσης καταλήγουν σε μια σταθερά αν ο χρόνος συμφωνίας (coherence time) του συχνοτικού προτύπου, μικροκυματικού ή οπτικού, είναι μεγαλύτερος από T_{rt} . Υπό αυτές τις τρεις προϋποθέσεις (ίδια επίδραση θορύβου στη μετάβαση και επιστροφή, χρόνος απόκρισης συστήματος αυτομάτου ελέγχου μεγαλύτερος από T_{rt} και χρόνος συμφωνίας προτύπου επίσης μεγαλύτερος από T_{rt}) η εξίσωση (3.5) μπορεί να απλοποιηθεί σε

$$\varphi_{rt} - \varphi_{ref} = 2(\varphi_{act} + \varphi_f) \quad (3.6)$$

ενώ η φάση στον απομακρυσμένο δέκτη θα είναι $\varphi_{ref} + \varphi_{act} + \varphi_f$. Επομένως, αν η διευκρίνιση φάσης στον πομπό οδηγήσει τον ενεργοποιητή να σταθεροποιήσει τη διαφορά $\varphi_{rt} - \varphi_{ref}$, ο απομακρυσμένος χρήστης θα λάβει ένα φασικά σύμφωνο αντίτυπο του συχνοτικού προτύπου που εκπέμφθηκε, μέσα στο περιορισμένο εύρος ζώνης $1/(2\pi T_{rt})$. Πρέπει να τονιστεί πως ο χρόνος μετάβασης μετ' επιστροφής T_{rt} , και επομένως το μήκος της μετάδοσης στην οπτική ίνα, θέτει ένα άνω όριο στο εύρος ζώνης που μπορεί να επιτευχθεί σταθεροποίηση της φάσης, καθώς επίσης επιβάλλει και την ελάχιστη δυνατή ποιότητα του συχνοτικού προτύπου που μπορεί να μεταδοθεί και να υπακούει στην απαίτηση του χρόνου συμφωνίας. Έτσι, για να επιτευχθεί μετάδοση σε μεγάλες αποστάσεις με φασική σταθεροποίηση μεγάλου εύρους ζώνης, καθίσταται απαραίτητη η ύπαρξη αναγεννητών σε ενδιάμεσα σημεία της ζεύξης.

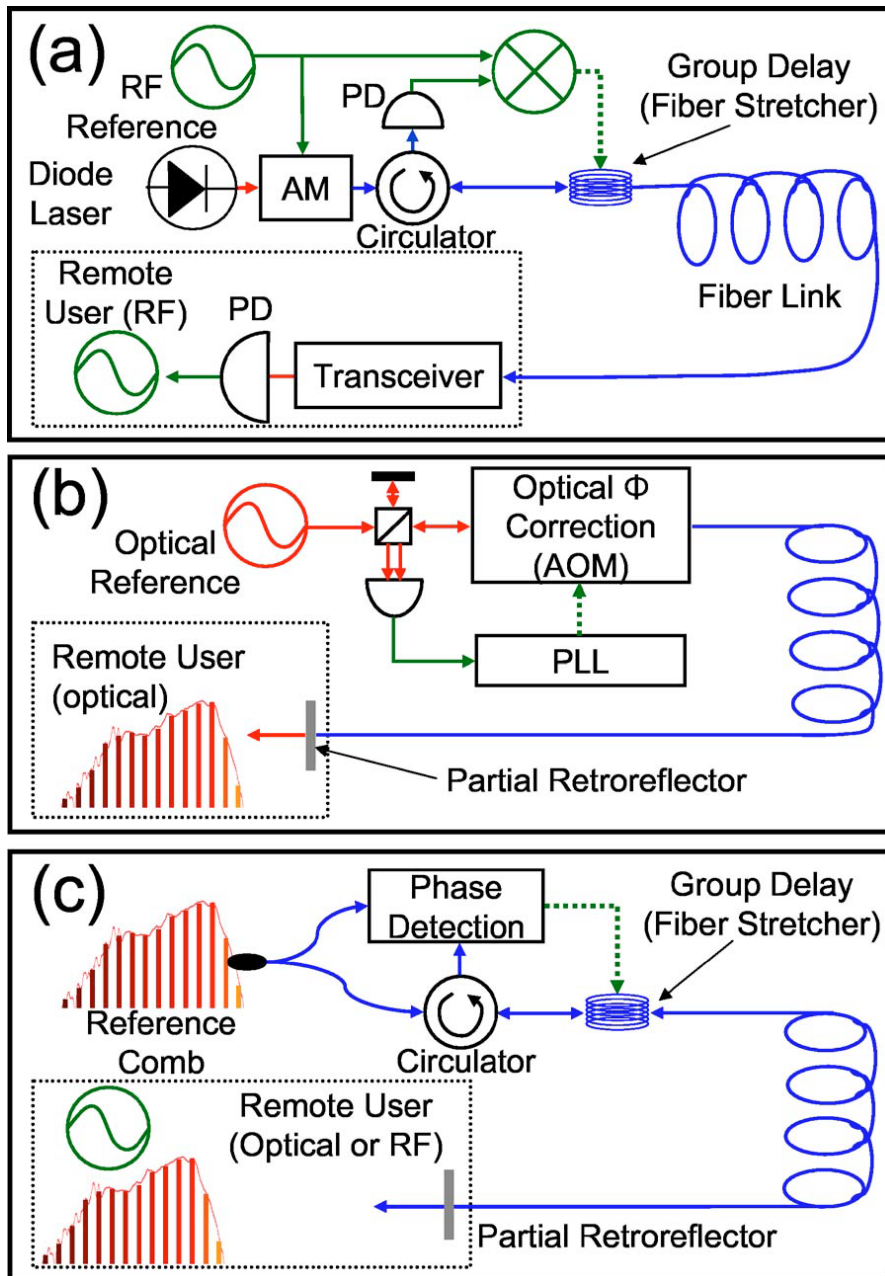
3.3.2 Διεργασίες επιβολής θορύβου, εύρος ζώνης και δυναμική περιοχή

Η κύρια πηγή φασικού θορύβου που επιβάλλεται στην οπτική ίνα προέρχεται από μηχανικές και θερμικές περιβαλλοντικές διαταραχές του μήκους διαδρομής κατά τη μετάδοση. Άλλες πηγές θορύβου μπορούν να δημιουργηθούν από εσωτερικές ανακλάσεις σε σημεία διασύνδεσης των οπτικών ινών κατά μήκος της διαδρομής, εξαναγκασμένη διασπορά Brillouin (SBS) και διαταραχές της διασποράς της πολωτικής κατάστασης (PMD). Κατά το σχεδιασμό ενός συστήματος διανομής συχνοτικών προτύπων με οπτικές ίνες, υπάρχει η δυνατότητα ελέγχου των εξής παραμέτρων: καθυστέρηση ομάδας της ζεύξης (link group delay), οπτική φάση, δυναμική περιοχή του ενεργοποιητή, οπτική ισχύς εκπομπής, διασπορά της ταχύτητας ομάδας στην ίνα (GVD), πολωτική κατάσταση του σήματος εκπομπής και εύρος ζώνης του συστήματος αυτομάτου ελέγχου. Αν το μεταδιδόμενο πρότυπο είναι μικροκυματικό, το σύστημα αυτομάτου ελέγχου πρέπει να ενεργήσει επί της καθυστέρησης ομάδας της ζεύξης ενώ αν είναι οπτικό, επί της οπτικής φάσης. Η γνώση των χαρακτηριστικών του επιβαλλόμενου επί της θεωρούμενης ζεύξης θορύβου επιτρέπει την εκλογή της δυναμικής περιοχής του ενεργοποιητή. Η οπτική ισχύς εκπομπής πρέπει να είναι κατά κανόνα υψηλή ώστε να επιτυγχάνεται υψηλός λόγος σήματος προς θόρυβο τόσο στο δέκτη όσο και στο σήμα επιστροφής. Όμως η εξαναγκασμένη διασπορά Brillouin θέτει όρια στην ισχύ εκπομπής που μπορεί να διαδοθεί σε τυπική μονότροπη οπτική ίνα. Η διασπορά ταχύτητας ομάδας είναι σημαντικός παράγοντας μόνο στην περίπτωση μετάδοσης οπτικής κτένας και μπορεί να ρυθμιστεί με ίνες αντιστάθμισης της διασποράς (DCFs) και μορφοποιητές παλμών [126], [127]. Η σταθερότητα της πολωτικής κατάστασης αποτελεί σημαντικό παράγοντα λόγω των διαταραχών φάσης που προκαλούνται από την διασπορά της (PMD). Δυστυχώς στα ήδη εγκατεστημένα δίκτυα οπτικών ινών δεν υπάρχουν οπτικές ίνες διατήρησης της πόλωσης (PMFs) λόγω του αυξημένου κόστους και των απωλειών που συνεπάγεται η χρήση τους. Η διπλοθλαστικότητα των τυπικών οπτικών ινών μπορεί να δημιουργήσει προβλήματα λόγω των διαταραχών της PMD στα μικροκυματικά συστήματα ή λόγω της αργής μεταβολής της πολωτικής κατάστασης που συνεπάγονται αυξομειώσεις πλάτους της ετερόδυνης συμβολής που λαμβάνει χώρα στα συστήματα μεταφοράς οπτικών αναφορών. Αυτό οφείλεται στη διαφορά φασικής ολίσθησης μεταξύ των σημάτων μετάβασης και επιστροφής, με αποτέλεσμα να μην ισχύει η υπόθεση ότι $\varphi_{f,inc} = \varphi_{f,ret}$ ακόμα και όταν οι διαδικασίες επιβολής θορύβου είναι στατικές μέσα στο χρόνο T_{rt} . Όπως θα δούμε λεπτομερώς παρακάτω, η επιβολή πεπλεγμένης πολωτικής κατάστασης (polarization scrambling) σε χρονική κλίμακα αρκετά ταχύτερη από τον T_{rt} μπορεί κατά μέσο όρο να αντιμετωπίσει τα αποτελέσματα της PMD κατά τη μεταφορά

μικροκυματικών προτύπων [125], [128]. Όμως η ίδια μέθοδος δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την αντιμετώπιση της PMD σε συστήματα μετάδοσης οπτικών συχνοτικών προτύπων, καθώς η φασική συμφωνία του οπτικού φέροντος καταστρέφεται από την PMD πρώτης τάξεως, αν επιβληθεί πλοκή της πολωτικής κατάστασης. Οι επιδράσεις της δεύτερης τάξης PMD, η οποίες εξαρτώνται από το οπτικό μήκος κύματος, είναι ιδιαίτερα σύνθετες κατά τη μετάδοση οπτικών κτενών [129]. Παρόλα αυτά, η στάθμιση κατά μέσο όρο πάνω σε εκατομμύρια φασματικές γραμμές της κτένας μπορεί δυνητικά να ελαττώσει τις επιδράσεις αυτές. Εν τέλει, πρέπει να συμπεριληφθούν στη διαδικασία σχεδίασης περιορισμοί που επιβάλλονται εξαιτίας της αλληλεπίδρασης μεταξύ του λόγου σήματος προς θόρυβο, της δυναμικής περιοχής του ενεργοποιητή και του επιβαλλόμενου κατά τη μετάδοση φασικού θορύβου.

Όπως ήδη αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, το εύρος ζώνης του συστήματος ελέγχου της φάσης περιορίζεται σε $1/(2\pi T_r)$. Κάθε προσπάθεια να αντισταθμιστούν συνιστώσες θορύβου υψηλότερης συχνότητας απλώς εγγράφουν ισχυρότερο θόρυβο στο λαμβανόμενο σήμα, καθώς οι φασικές διαταραχές σε χρόνους ταχύτερους από T_r παραβιάζουν την υπόθεση ότι η συσσώρευση των φασικών διαταραχών κατά τη μετάδοση και επιστροφή είναι διπλάσια από την αντίστοιχη μόνο της μετάδοσης, Ένας άλλος περιορισμός στο εύρος ζώνης εξαρτάται από τις σχετικές τιμές της δυναμικής περιοχής του συστήματος ελέγχου και του συσσωρευμένου θορύβου της μετάδοσης στην οπτική ίνα. Ένα σύστημα ελέγχου με αρκετά μεγάλη δυναμική περιοχή και αρκετά υψηλό λόγο σήματος προς θόρυβο του σήματος σφάλματος που το οδηγεί, θα καταφέρει να αντισταθμίσει το θόρυβο μέσα στα όρια εύρους ζώνης που επιβάλλονται από την αιτιότητα (T_r και χρόνος συμφωνίας πηγής). Όμως εάν το σύστημα ελέγχου δεν έχει την απαραίτητη δυναμική περιοχή, θα πρέπει να λειτουργήσει σε μικρότερο από το προβλεπόμενο εύρος ζώνης, ώστε να αντισταθμίσει μεσοσταθμικά τις επιδράσεις του θορύβου. Καθώς ο συνολικά επιβαλλόμενος θόρυβος αυξάνεται με το μήκος της οπτικής ίνας, ενεργοποιητές με περιορισμένη δυναμική περιοχή, όπως είναι οι πιεζοηλεκτρικές διατάξεις διάτασης ίνας (PZT fiber stretchers), εμφανίζουν προβλήματα ελέγχου σε μεγάλα μήκη διάδοσης. Η εξασθένιση του σήματος σε μεγάλες αποστάσεις μετάδοσης αποτελεί επίσης έναν σημαντικό παράγοντα σχεδίασης. Η διαθέσιμη ισχύς του σήματος μειώνεται με την απόσταση, η αντίστοιχη του θορύβου αυξάνεται, ενώ η μέγιστη ισχύς εκπομπής περιορίζεται από τη σκέδαση Brillouin. Όπως δείχνει η εξίσωση (3.4) η χρήση οπτικής αναφοράς υψηλότερης συχνότητας ν_0 από μια αντίστοιχη μικροκυματική, χαλαρώνει σε μεγάλο βαθμό τις απαιτήσεις χαμηλής S_ϕ και επομένως υψηλού λόγου σήματος προς θόρυβο. Η επιλογή του κατάλληλου εύρους ζώνης εξαρτάται επίσης και από τη σχεδιαζόμενη εφαρμογή. Αν για παράδειγμα υπάρχει ένας ταλαντωτής καθαρισμού (cleanup oscillator) στο δέκτη, με χαρακτηριστικά απότομης μείωσης του φασικού του θορύβου εκτός εύρους ζώνης του συστήματος διανομής ο οποίος εγκλειδώνεται φασικά στο λαμβανόμενο σήμα, τότε ο φασικός θόρυβος που εγγράφεται και δεν αντισταθμίζεται λόγω περιορισμένου εύρους ζώνης κατά τη μετάδοση στις υψηλότερες αυτές συχνότητες, εξαλείφεται στην έξοδο του ταλαντωτή.

3.4 Πειραματικά σχήματα μετάδοσης συχνοτικών προτύπων



Σχήμα 3.3: Πειραματικά σχήματα μετάδοσης συχνοτικών προτύπων με οπτικές ίνες. α) Ενεργά αντισταθμισμένη μετάδοση μικροκυματικής αναφοράς που διαμορφώνει άμεσα το ρεύμα πόλωσης ενός διοδικού laser, β) άμεση μεταφορά οπτικής συχνοτικής αναφοράς με σταθεροποίηση της οπτικής φάσης, γ) ταυτόχρονη μετάδοση οπτικής και μικροκυματικής συχνοτικής αναφοράς με οπτική κτένα. Για την ενεργό αντιστάθμιση μπορεί να χρησιμοποιηθεί είτε το οπτικό είτε το μικροκυματικό μέρος του σήματος επιστροφής. Πηγή: Αναφορά [98].

Οι σύνθετοι περιορισμοί στο εύρος ζώνης που αναφέρθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο πρέπει να ληφθούν υπόψη κατά την εκλογή του τύπου συχνοτικής αναφοράς που πρόκειται να μεταδοθεί μέσω της οπτικής ίνας (μικροκυματική διαμορφωμένη πάνω σε οπτικό φέρον, οπτικό φέρον ή οπτική κτένα). Επίσης, η μέθοδος αντιστάθμισης του φασικού θορύβου εξαρτάται από το είδος της αναφοράς. Σε κάποιες περιπτώσεις, ο θόρυβος που επιβάλλεται κατά τη μετάδοση φ_f είναι ανεκτός για τις απαιτήσεις του τελικού χρήστη. Τέτοια παθητικά σχήματα μετάδοσης (χωρίς ενεργή αντιστάθμιση) χρησιμοποιούνται συχνά όταν μεταδίδονται μικροκυματικές συχνότητες μέσα από δίκτυα οπτικών ινών. Η μικροκυματική αναφορά απλώς διαμορφώνει ένα οπτικό φέρον και στη συνέχεια το διαμορφωμένο σήμα εισάγεται στην ίνα. Ο δέκτης συνήθως αποδιαμορφώνει το οπτικό σήμα σε μια φωτοδίοδο και ανακτά τη μικροκυματική αναφορά. Σε τέτοιες περιπτώσεις, ο επιπλέον θόρυβος που επιβάλλεται

από την ίνα περιορίζει την ευστάθεια του λαμβανόμενου σήματος σε 10^{-15} και αυτό σε μεγάλους χρόνους ολοκλήρωσης.

Η ενεργός αντιστάθμιση καθίσταται απαραίτητη σε πιο απαιτητικές εφαρμογές, όπως είναι η σύγκριση συχνοτικών προτύπων ή ο συγχρονισμός απομακρυσμένων χρηστών. Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3a η μικροκυματική αναφορά διαμορφώνει το οπτικό φέρον και στη συνέχεια εισάγεται στην οπτική ίνα μετάδοσης, αφού περάσει από έναν οπτικό κυκλοφορητή και τον ενεργοποιητή αντιστάθμισης του φασικού θορύβου. Ο ενεργοποιητής αυτός μπορεί να είναι μια διάταξη πιεζοηλεκτρικής διάτασης οπτικής ίνας με μικρή δυναμική περιοχή ή μια θερμικά ελεγχόμενη μπομπίνα οπτικής ίνας με μεγάλη δυναμική περιοχή αλλά και επίσης μεγάλους χρόνους απόκρισης. Και οι δύο τύποι ενεργοποιητών δρουν πάνω στην καθυστέρηση ομάδας της ίνας, σταθεροποιώντας το «μήκος διαδρομής». Σε εφαρμογές στις οποίες συγκρίνονται απομακρυσμένα οπτικά συχνοτικά πρότυπα, αυτά μεταδίδονται εν είδη οπτικού φέροντος μέσα από την οπτική ίνα, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3b. Σε αυτή την περίπτωση, ένα μέρος της οπτικής δέσμης χρησιμοποιείται σαν σκέλος αναφοράς, ενώ το υπόλοιπο διέρχεται από ακουστο-οπτικό διαμορφωτή (AOM), ο οποίος μεταθέτει την οπτική συχνότητα κατά μερικά MHz και στη συνέχεια την οδηγεί στην ίνα μετάδοσης. Το σήμα που προέρχεται από την ετερόδυνα συμβολή σε μια φωτοδίοδο του οπτικού σήματος αναφοράς με το επιστρέφον αντίτυπο του σήματος εκπομπής αποκαλύπτει το συσσωρευμένο φασικό θόρυβο κατά τη μετάδοση. Το σήμα σφάλματος ανατροφοδοτεί τον ακουστο-οπτικό διαμορφωτή ώστε να προ-αντισταθμίσει τη φάση του οπτικού σήματος εκπομπής. Ο AOM δρα στη συχνότητα του οπτικού φέροντος και επομένως εμφανίζει εξαιρετικά μεγάλη δυναμική περιοχή στη φάση. Το μεταδιδόμενο σήμα μπορεί να αποδώσει και μικροκυματικό πρότυπο στο δέκτη, αν αντί για ένα μόνο οπτικό φέρον χρησιμοποιηθεί οπτική συχνοτική κτένα. Στην περίπτωση αυτή, μπορεί να χρησιμοποιηθεί μια παρόμοια διάταξη με αυτή που υιοθετείται για μικροκυματική αναφορά, η οποία φαίνεται στο σχήμα 3.3c. Η καθυστέρηση ομάδας σταθεροποιείται με τους γνωστούς τύπους ενεργοποιητών, ενώ ταυτόχρονα αντισταθμίζεται και η χρωματική διασπορά της ίνας, υπεύθυνη για την ταχύτητα ομάδας των οπτικών παλμών της κτένας, με μεθόδους που θα αναφερθούν παρακάτω.

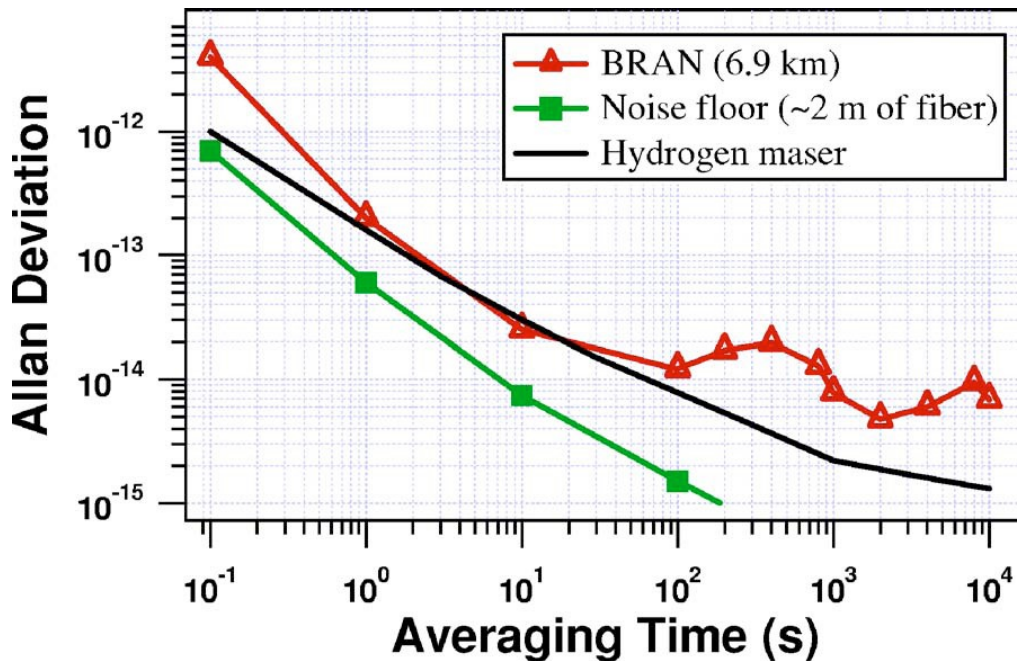
Ένας άλλος πρακτικός παράγοντας που πρέπει να ληφθεί υπόψη, ιδιαίτερα σε πειραματικές εφαρμογές με πηγές προτύπων όχι ιδιαίτερα σταθερές, αφορά το χρόνο συμφωνίας της πηγής. Όπως ήδη αναφέρθηκε, ο χρόνος συμφωνίας πρέπει να είναι μεγαλύτερος από το χρόνο μετάδοσης μετ' επιστροφής T_{rt} . Αν το πρότυπο είναι μικροκυματικό, ο χρόνος συμφωνίας ικανοποιεί εύκολα την παραπάνω συνθήκη, ακόμα και για χαμηλότερης ποιότητας πηγές. Όμως για οπτικές συχνότητες, ακόμα και μια πηγή που έχει εύρος γραμμής μόνο 1 kHz δεν κατορθώνει να διατηρήσει συμφωνία φάσης με το αντίτυπό της καθυστερημένο σε μήκος διαδρομής 100 km. Σε αυτή την περίπτωση το σύστημα αυτομάτου ελέγχου θα θεωρήσει ότι η φασική αναντιστοιχία οφείλεται στην επιβολή φασικού θορύβου λόγω της μετάδοσης και θα την αθροίσει στη φάση του μεταδιδόμενου σήματος, αντί να αναπαράξει ένα φασικά σύμφωνο αντίτυπο της πηγής στο δέκτη. Για το λόγο αυτό, πρέπει οπωσδήποτε να εξασφαλιστεί ότι ο χρόνος συμφωνίας του οπτικού φέροντος είναι πάντοτε μικρότερος από το χρόνο μετάβασης μετ' επιστροφής, ιδιαίτερα σε μεγάλου μήκους μεταδόσεις.

Ένα άλλο πρακτικό θέμα που πρέπει να εξεταστεί, αφορά τη μέτρηση του φασικού θορύβου που επιβάλλει η ίνα, εκτός εύρους ζώνης του βρόχου αυτομάτου ελέγχου. Προφανώς, εφόσον ο δέκτης του συχνοτικού προτύπου είναι απομακρυσμένος από την πηγή αναφοράς, δεν είναι δυνατό να συγκριθεί απευθείας το αντίτυπο που λαμβάνει με το πρωτότυπο σήμα. Για το λόγο αυτό, συνήθως πραγματοποιούνται αρχικά εργαστηριακά πειράματα, πριν εγκατασταθεί το σύστημα στο δίκτυο οπτικών ινών, που δίνουν τη δυνατότητα σύγκρισης του αντίτυπου με το πρωτότυπο συχνοτικό πρότυπο,

απλώς συστεγάζοντας τον πομπό και το δέκτη στον ίδιο χώρο και ζευγνύοντάς τους με αντίστοιχου μήκους οπτική ίνα. Ένας άλλος τρόπος, με τον οποίο διατηρείται η δυνατότητα ελέγχου του μεταδιδόμενου στον απομακρυσμένο χρήστη προτύπου ενώ η ζεύξη βρίσκεται σε λειτουργία, είναι να δομηθούν δύο ίδια, σταθεροποιημένα παράλληλα συστήματα, το δεύτερο από τα οποία θα επανεκπέμπει τη λαμβανόμενη αναφορά πίσω στον πομπό [125], [130]. Αυτού του τύπου η χειραγία επιτρέπει τη σύγκριση του αρχικού προτύπου με το επιστρέφον, έτσι ώστε να αναδειχθεί η συνολική επίδοση του συστήματος, η οποία αποτελεί και το άνω όριο της απευθείας μετάδοσης προς το δέκτη.

3.5 Μετάδοση μικροκυματικών προτύπων με διαμόρφωση laser συνεχούς κύματος.

Η απλούστερη μέθοδος μετάδοσης μικροκυματικού συχνοτικού προτύπου μέσα από οπτική ίνα είναι με άμεση ή εξωτερική διαμόρφωση της έντασης ενός laser συνεχούς κύματος και η όδευση του διαμορφωμένου φωτός σε μεγάλο μήκους οπτική ίνα. Στη συνέχεια, το μικροκυματικό συχνοτικό πρότυπο ανακτάται στον απομακρυσμένο δέκτη με απλή φώραση σε φωτοδίοδο, όπου οι πλευρικές ζώνες που παρήχθησαν με τη διαδικασία της διαμόρφωσης συμβάλλουν με το οπτικό φέρον. Αρχικά, αναφέρονται οι επιδόσεις ενός τέτοιου συστήματος χωρίς εφαρμογή ενεργού αντιστάθμισης του φασικού θορύβου που εισάγει η μετάδοση στην οπτική ίνα. Μια τέτοια ζεύξη είχε πραγματοποιηθεί μεταξύ του εργαστηρίου JILA και του εθνικού Ινστιτούτου προτύπων και τεχνολογίας των ΗΠΑ – NIST [131]. Το μήκος μετάδοσης ήταν 3,45 km σε «σκοτεινή» οπτική ίνα που διέτρεχε το υπέδαφος της πόλης Boulder στο Colorado (ίνα BRAN) [132]. Ένα laser υψηλής ισχύος 30 mW στα 1,3 nm διαμορφώθηκε εξωτερικά με συχνοτικό πρότυπο 1 GHz. Προκειμένου να μετρηθεί ο επιπλέον φασικός θόρυβος κατά τη μετάδοση, το φως υπέστη ανακατεύθυνση στο απομακρυσμένο άκρο και επιστροφή στον πομπό μέσα από δεύτερη οπτική ίνα του ίδιου καλωδίου. Με τον τρόπο αυτό, εξασφαλίζεται η συμμετρία της επίδρασης του θορύβου στο απευθείας και στο επιστρέφον σήμα, έτσι ώστε να υπολογιστεί η επίδραση του θορύβου κατά την απευθείας μετάδοση, σαν το ήμισυ του μετρούμενου θορύβου στο σήμα επιστροφής. Η μέτρηση πραγματοποιήθηκε τόσο με ετερόδυνα όσο και με ομόδυνα συμβολή του εκπεμπόμενου με το επιστρέφον σήμα. Η απόκλιση Allan που μετρήθηκε ήταν $2 \cdot 10^{-13}$ σε 1 s χρόνο ολοκλήρωσης και $1-2 \cdot 10^{-14}$ μεταξύ 100 και 1000 s (σχήμα 3.4). Υπενθυμίζεται ότι η απόκλιση Allan μόνο του απευθείας (από τον πομπό στο δέκτη) σήματος είναι η μισή της μετρούμενης. Παρόλα αυτά, οι τιμές αυτές δεν είναι αποδεκτές για τη σύγκριση δύο υψηλής ευστάθειας συχνοτικών προτύπων σε απομακρυσμένες θέσεις. Αυτό είναι προφανές για μεγάλους χρόνους ολοκλήρωσης, όπου οι θερμικές μεταβολές στην οπτική ίνα δημιουργούν μεγάλη αστάθεια στο λαμβανόμενο πρότυπο. Έτσι, όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.4, ενώ σε μικρούς χρόνους ολοκλήρωσης (<100 s) η ευστάθεια του συχνοτικού προτύπου που παράγεται από maser υδρογόνου δεν επιβαρύνεται, σε μεγαλύτερους χρόνους η απόκλιση είναι σημαντική. Οι επιδόσεις του συστήματος χωρίς ενεργό αντιστάθμιση του θορύβου είναι σε μεγαλύτερο βαθμό ανεπαρκείς, αν επιχειρηθεί να μεταδοθεί πρότυπο προερχόμενο από maser καισίου, το οποίο εμφανίζει ευστάθεια της τάξης του $5 \cdot 10^{-15}$ σε μεγάλους χρόνους ολοκλήρωσης.



Σχήμα 3.4: Η αστάθεια ενός μικροκυματικού προτύπου που επιβαίνει στην ένταση οπτικού φέροντος και διαδίδεται σε μήκος ίνας μόλις 2 m (πράσινο) και μέσα από την ίνα BRAN (κόκκινο). Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν με μετάθεση κατά 10 kHz του εκπεμπόμενου προτύπου και σύγκρισή του με το επιστρέφον. Παράτιθεται επίσης η αστάθεια ενός maser υδρογόνου του NIST, κλειδωμένου σε αναφορά καισίου (μαύρο) για λόγους σύγκρισης. Πηγή: Αναφορά [98].

Για το λόγο αυτό έχουν υλοποιηθεί διάφορα σχήματα διανομής μικροκυματικών προτύπων με ενεργό αντιστάθμιση θορύβου. Ένα τέτοιο σχήμα έχει εγκατασταθεί στο δίκτυο βαθύως διαστήματος της NASA, όπου ένα υπερ-υψηλής ακρίβειας μικροκυματικό πρότυπο από το κέντρο επεξεργασίας σήματος του JPL αποστέλλεται σε διάφορες απομακρυσμένες συστάδες κεραιών και μετρητικών διατάξεων που χρησιμοποιούνται για την έρευνα βαρυτικών κυμάτων, σκίασης ουρανίων σωμάτων και διαφόρων άλλων πειραμάτων ραδιοσκόπησης [133], [134].

Για αυτή την εφαρμογή, αναπτύχθηκε σταθεροποιημένο δίκτυο διανομής μικροκυματικού προτύπου. Ένα οπτικό φέρον διαμορφώνεται κατά ένταση από το πρότυπο και διανέμεται με οπτικές ίνες. Οι περιβαλλοντικές διαταραχές, όπως δονήσεις και θερμοκρασιακές μεταβολές, επιβάλλουν διακυμάνσεις στην καθυστέρηση διάδοσης ομάδας (group delay) και υποβαθμίζουν την ευστάθεια του μεταδιδόμενου προτύπου. Για την ενεργό αντιστάθμιση των διακυμάνσεων αυτών, ένα μέρος του σήματος επιστρέφει στον πομπό με κατάλληλη κωδικοποίηση ώστε να διαχωρίζεται από το αποσπελλόμενο σήμα. Το σήμα επιστροφής μεταφέρει το φασικό θόρυβο που επιβλήθηκε κατά την αμφίδρομη μετάδοση και χρησιμοποιείται για να εξαχθεί το σήμα σφάλματος φάσης, το οποίο οδηγείται σε θερμικά ελεγχόμενη μπομπίνα οπτικής ίνας για την αντιστάθμιση της καθυστέρησης διάδοσης ομάδας. Με τη μέθοδο αυτή επιτεύχθηκε αστάθεια μικρότερη από 10^{-14} στο 1 s για μήκος οπτικής ίνας 16 km θαμμένης 1,5 m κάτω από την επιφάνεια του εδάφους, ενώ σε χρόνο ολοκλήρωσης 10^4 s η αστάθεια μειώθηκε κάτω από 10^{-17} . Η μέθοδος αντιστάθμισης με θερμικά ελεγχόμενη μπομπίνα οπτικής ίνας έχει μεγάλους χρόνους αντίδρασης ($\cong 100$ s) και επομένως δεν μπορεί να ελέγξει γρήγορες φασικές διαταραχές. Εν τω μεταξύ, η έρευνα βαρυτικών κυμάτων απαιτεί ευστάθεια $5 \cdot 10^{-15}$ στο 1 s. Για να ικανοποιηθεί η αυξημένη ευστάθεια που απαιτείται σε μικρούς χρόνους, στα απομακρυσμένα σημεία χρησιμοποιήθηκαν κρυογονικοί ταλαντωτές ζαφειριού (cryogenic sapphire oscillators) εγκλειδωμένοι στη μεταδιδόμενη αναφορά (clean up oscillators).

Αντίστοιχη τεχνική έχει εφαρμοστεί για τη μεταφορά προτύπου 100 MHz μεταξύ του εργαστηρίου φυσικής των lasers (LPL) και του γραφείου συστημάτων αναφοράς χώρου

και χρόνου (SYRTE) στη Γαλλία, για τη σύγκριση μιας οπτικής συχνότητας στο LPL με ένα πρωτεύον μικροκυματικό πρότυπο στο SYRTE [125], [130]. Δύο παράλληλες ζεύξεις οπτικών ινών, με μήκος 43 km η καθεμία, μεταφέρουν αμφίπλευρα την αναφορά των 100 MHz, διαμορφώνοντας με αυτή το ρεύμα έγχυσης ενός DFB ημιαγωγικού laser στα 1,55 μm. Όμως, σε αντίθεση με το σύστημα της NASA, οι ενεργοποιητές που χρησιμοποιήθηκαν και στις δύο ζεύξεις επιτρέπουν μεγαλύτερο εύρος ζώνης λειτουργίας του συστήματος αυτομάτου ελέγχου. Οι δύο ζεύξεις σταθεροποιούνται ανεξάρτητα η μια με την άλλη με δυο ελαφρώς διαφορετικά σχήματα αντιστάθμισης του φασικού θορύβου [125]. Στη μια διαδρομή, η φάση της πηγής διαμόρφωσης των 100 MHz ρυθμίζεται ηλεκτρονικά ώστε να αναιρεί τις φασικές διαταραχές στη διάδοση μέσω της ίνας, ενώ στην άλλη διαδρομή χρησιμοποιούνται δύο ενεργοποιητές. Μια θερμικά ελεγχόμενη μπομπίνα με αργό χρόνο αντίδρασης και ένας πιεζοηλεκτρικός ενεργοποιητής διάτασης οπτικής ίνας με εύρος ζώνης της τάξης μερικών kHz. Το εύρος ζώνης του συστήματος ελέγχου είναι γύρω στα 300 Hz, περιοριζόμενο από το χρόνο μετάδοσης μετ' επιστροφής των ζεύξεων. Η ζεύξη με τον πιεζοηλεκτρικό ενεργοποιητή επανεκπέμπει το φασικά σταθερό σήμα των 100 MHz που λαμβάνει από την ζεύξη που σταθεροποιείται ηλεκτρονικά, έτσι ώστε να είναι δυνατή η μέτρηση του επιπλέον θορύβου εκτός εύρους ζώνης του βρόχου ελέγχου και επομένως ο πλήρης χαρακτηρισμός των επιδόσεων της ζεύξης. Η διευθέτηση αυτή, επιτυγχάνει ευστάθεια της τάξης του 10^{-14} στο 1 s και του 10^{-17} σε χρόνο 10^4 s για το συνολικό μήκος της ζεύξης μετ' επιστροφής των 86 km. Συγκριτικά, η ευστάθεια χωρίς την ενεργοποίηση του βρόχου αντιστάθμισης της φάσης είναι $3 \cdot 10^{-14}$ στο 1 s και δεν μειώνεται ποτέ κάτω από το $1 \cdot 10^{-15}$ για χρόνους ολοκλήρωσης μεγαλύτερους από 10 s. Ένα αξιοσημείωτο χαρακτηριστικό της ζεύξης αυτής είναι η μετάθεση του οπτικού μήκους κύματος στην επιστροφή κατά 4 nm ώστε να καθίσταται εφικτή η διάκριση των σημάτων απευθείας και επιστροφής στο φασικό διευκρινιστή του πομπού. Η καθαρότητα του σήματος επιστροφής επιτυγχάνεται με απόρριψη των διαφόρων ανακλάσεων σε διασυνδέσεις ή σε ατέλειες της οπτικής ίνας. Επίσης, η μικρή αυτή μετάθεση του μήκους κύματος ικανοποιεί την υπόθεση της ισότητας των φασικών διαταραχών στην απευθείας διαδρομή και αυτήν της επιστροφής.

Ένα σημαντικό θέμα που δεν διαπραγματεύεται η αναφορά [125] είναι η επίδραση της διασποράς λόγω μεταβολών στην πολωτική κατάσταση (PMD). Η οπτική ίνα που χρησιμοποιείται σε πολλά πειράματα είναι τυπικά τοποθετημένη σε κάποιο αστικό τηλεπικοινωνιακό δίκτυο, που για λόγους κόστους και απωλειών δεν ανήκει στην κατηγορία διατήρησης της πόλωσης (PMF). Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα το οπτικό σήμα που διοχετεύεται στην ίνα να διαδίδεται σε ελαφρώς διαφορετικό πολωτικό τρόπο από ότι το σήμα επιστροφής που χρησιμοποιείται για την ανάδειξη του φασικού σφάλματος της ζεύξης. Έτσι, παραβιάζεται η υπόθεση $\varphi_{rt}=2 \cdot \varphi_{f,inc}$ εξαιτίας της PMD, ακόμα και για συχνότητες χαμηλότερες από το εύρος ζώνης του βρόχου που περιορίζεται από το χρόνο μετάβασης μετ' επιστροφής T_{rt} . Η εκούσια τυχαία μεταβολή της πολωτικής κατάστασης (polarization scrambling) με ρυθμούς υψηλότερους από το εύρος ζώνης ελέγχου, κατόρθωσε να μειώσει τις επιδράσεις της PMD σε μια δεύτερη παραλλαγή του συστήματος, όπου οι δύο διαδρομές των 43 km συνδέθηκαν στο απομακρυσμένο άκρο για να δημιουργήσουν μια συνολική ζεύξη 86 km που καταλήγει στο ίδιο σημείο με την αφετηρία, με σκοπό τη μελέτη του φασικού θορύβου εκτός εύρους ζώνης του βρόχου. Η εκούσια τυχαία μεταβολή της πολωτικής κατάστασης συνδυάστηκε με τη χρήση υψηλότερης συχνότητας προτύπου 1 GHz για τον περιορισμό των επιδράσεων του λόγου σήματος προς θόρυβο και κατόρθωσε να επιτύχει επιδόσεις ευστάθειας $5 \cdot 10^{-15}$ στο 1 s και $2 \cdot 10^{-18}$ σε μια ημέρα [128]. Αντίστοιχο πείραμα σε οπτική ίνα 200 km με ικανοποιητικά αποτελέσματα πραγματοποιήθηκε μεταξύ του Phoenix και του Tucson της Arizona [135]. Τα προαναφερθέντα πειράματα στόχευαν κυρίως στη μετάδοση συχνοτικών προτύπων για μετρήσεις σε μεγάλους χρόνους ολοκλήρωσης. Όμως σε

εφαρμογές που απαιτείται συγχρονισμός μεταξύ απομακρυσμένων κόμβων, οι υψίσυχνες φασικές διαταραχές του προτύπου παίζουν σημαντικό ρόλο. Σε ζεύξεις με χαμηλό εύρος ζώνης ελέγχου, χρησιμοποιείται συνήθως ένας ταλαντωτής καθαρισμού με χαμηλό φασικό θόρυβο στο απομακρυσμένο άκρο ώστε να ικανοποιούνται οι απαιτήσεις ευστάθειας σε μικρούς χρόνους. Παρόλα αυτά, υπάρχουν περιπτώσεις που απαιτείται φασική συμφωνία μεταξύ των κόμβων του δικτύου διανομής, οπότε θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν ενεργοποιητές μεγάλου εύρους ζώνης, χωρίς όμως να είναι δυνατή η υπέρβαση των περιορισμών που επιβάλλει ο T_{rt} .

3.6 Μετάδοση οπτικών συχνοτικών προτύπων.

Η διανομή οπτικών συχνοτικών προτύπων που επιτυγχάνουν βραχυπρόθεσμη σχετική ευστάθεια πολύ υψηλότερη από την αντίστοιχη των μικροκυματικών προτύπων βασίζεται στη δυνατότητα να μεταδοθούν αυτά με χαμηλότερη αστάθεια από αυτή των μικροκυματικών. Αυτό γίνεται αξιοποιώντας την εγγενή ικανότητα των πολύ υψηλότερων οπτικών συχνοτήτων να αναδεικνύουν με υψηλότερη διακριτική ικανότητα τις φασικές διαταραχές που προκαλεί η μετάδοση μέσω της ίνας. Η απλούστερη μέθοδος για τη μεταφορά των οπτικών προτύπων είναι να οδηγηθεί απευθείας η έξοδος ενός laser συνεχούς κύματος στην οπτική ζεύξη. Στον απομακρυσμένο κόμβο, το πρότυπο μπορεί να συγκριθεί απευθείας με άλλα γειτονικά σε συχνότητα οπτικά πρότυπα ή μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να σταθεροποιήσει μια τοπική οπτική κτένα, η οποία γεφυρώνει το χάσμα ανάμεσα στο ληφθέν πρότυπο και σε διαφορετικές οπτικές ή ακόμα και μικροκυματικές πηγές. Όμως ο φασικός θόρυβος που συσσωρεύεται κατά τη μετάδοση υποβαθμίζει σημαντικά την ευστάθεια και πρέπει να αντισταθμιστεί ενεργά.

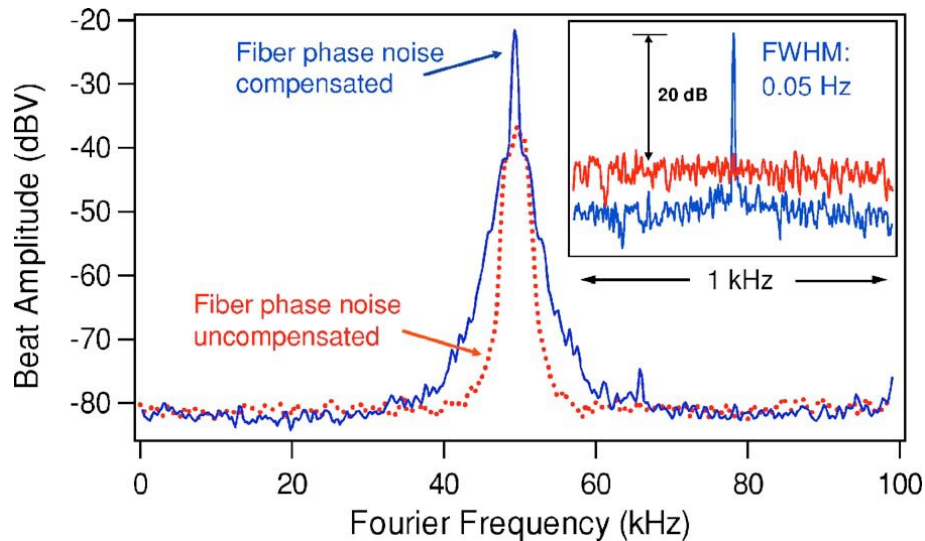
3.6.1 Αντιστάθμιση του επιβαλλόμενου κατά την οπτική μετάδοση φασικού θορύβου.

Ένα σχήμα αντιστάθμισης παρόμοιο με αυτό που εικονίζεται στο σχήμα 3.3b χρησιμοποιείται για να εξουδετερώσει τον φασικό θόρυβο που επιβάλλεται κατά τη μετάδοση οπτικού προτύπου προερχόμενου από laser συνεχούς κύματος από το JILA στο NIST [136], [137], [138]. Για την ενεργό αντιστάθμιση του θορύβου μετάδοσης στο απομακρυσμένο άκρο, είναι βολικό να χρησιμοποιείται σαν ενεργοποιητής στον πομπό ένας ακουστο-οπτικός διαμορφωτής (AOM). Αντίθετα με τον εντατήρα οπτικής ίνας που χρησιμοποιείται για να αντισταθμίσει την καθυστέρηση ομάδα των οπτικών ζεύξεων που μεταφέρουν μικροκυματικά πρότυπα, ο διαμορφωτής αυτός προσφέρει σχεδόν απεριόριστη δυναμική περιοχή στην αντιστάθμιση των φασικών διαταραχών. Αυτό συμβαίνει διότι ο AOM μεταβάλλει απευθείας την οπτική συχνότητα, οπότε αντισταθμίζει άμεσα τις ολισθήσεις συχνότητας που οφείλονται στις φασικές διαταραχές της ζεύξης, ενώ ο εντατήρας μεταβάλλει το μήκος της οπτικής μετάδοσης και μπορεί να επιμηκύνει την ίνα σε ένα μικρό σχετικά βαθμό, πράγμα που περιορίζει την περιοχή εγκλειδωσης του βρόχου ελέγχου της φάσης. Ένας θεμελιώδης περιορισμός του ετερόδυνου συστήματος που εικονίζεται στο σχήμα 3.3b είναι οι σημαντικές αυξομειώσεις του πλάτους της συμβολής του σήματος επιστροφής με την αναφορά, λόγω μεταβολών της πολωτικής κατάστασης του επιστρέφοντος οπτικού κύματος όταν δε χρησιμοποιείται ίνα διατήρησης της πόλωσης. Από τη συμβολή αυτή εξάγεται το σήμα σφάλματος που χρησιμοποιείται στη συνέχεια για τη σταθεροποίηση της ζεύξης, επομένως το πλάτος της θα πρέπει να σταθεροποιηθεί με κάποιο φίλτρο ιχνηλάτησης (tracking filter). Οι επιδόσεις της μεθόδου αντιστάθμισης εκτιμώνται από τη μέτρηση της επίδρασης που αυτό επιφέρει στο φασικό θόρυβο του επιστρέφοντος σήματος [136]. Αρχικά αναλύεται το σχήμα της φασματικής γραμμής που προκύπτει από την ετερόδυνη συμβολή της αρχικής δέσμης laser με το σήμα επιστροφής, αφού αυτό έχει περάσει δύο φορές από τον μη ενεργοποιημένο ακόμα AOM. Σε αυτά τα πειράματα, υπάρχουν τρεις

χαρακτηριστικοί χρόνοι, σχετιζόμενοι με το χρόνο μετάβασης μετ' επιστροφής T_{rt} , οι οποίοι παίζουν σημαντικό ρόλο, όπως ήδη αναφέρθηκε στην παράγραφο 3.3.1. Ο πρώτος αφορά στη χρονική κλίμακα των διαδικασιών υπέρθεσης θορύβου στη ζεύξη. Η μέθοδος αντιστάθμισης του περιβαλλοντικού θορύβου στην οπτική ίνα που χρησιμοποιεί το σφάλμα φ_{rt} , βασίζεται στην υπόθεση ότι αυτές οι διαδικασίες υπέρθεσης θορύβου είναι στατικές στη διάρκεια T_{rt} . Ο δεύτερος σημαντικός χρόνος είναι το αντίστροφο του εύρους ζώνης του συστήματος αντιστάθμισης κλειστού βρόχου, ο οποίος θα πρέπει να είναι μεγαλύτερος του T_{rt} . Η τρίτη χρονική κλίμακα που παίζει σημαντικό ρόλο είναι ο χρόνος συμφωνίας της οπτικής πηγής. Το σχήμα της φασματικής γραμμής της ετερόδυνης συμβολής εξαρτάται από τη σχέση του χρόνου συμφωνίας με τον T_{rt} . Εφόσον ένα τμήμα της εξόδου του τοπικού laser χρησιμοποιείται ως αναφορά για τη μέτρηση του υπερτιθέμενου κατά τη μετάδοση θορύβου, οι ενδογενείς φασικές διαταραχές του laser θα πρέπει να είναι στατικές στη διάρκεια T_{rt} . Ισοδύναμα, θα πρέπει το αντίστροφο του εύρους γραμμής του laser, δηλαδή ο χρόνος συμφωνίας της πηγής, να είναι μικρότερος του T_{rt} . Σε αυτή την περίπτωση, το σχήμα της ετερόδυνης συμβολής στο συχνοτικό πεδίο παίρνει τη μορφή μιας συνάρτησης «δέλτα», η οποία διαμορφώνεται από της φασικές διαταραχές που επιβάλλουν οι περιβαλλοντικοί παράγοντες στη ζεύξη. Όμως, εάν ο χρόνος μετάβασης μετ' επιστροφής T_{rt} και ο χρόνος συμφωνίας του laser αναφοράς είναι συγκρίσιμοι, η φασματική γραμμή της συμβολής παίρνει τη μορφή μιας συνάρτησης δέλτα, επικείμενης πάνω σε υπόβαθρο μορφής τροποποιημένης Lorentzian, καθώς η καθυστέρηση διάδοσης στην ίνα λειτουργεί σαν υπερεπατό φίλτρο για τις ενδογενείς φασικές διαταραχές του laser αναφοράς. Πραγματικά, αν ο T_{rt} είναι σημαντικά μεγαλύτερος του χρόνου συμφωνίας της αναφοράς, το φασματικό αποτύπωμα της συμβολής θα είναι απλά το σχήμα του εύρους γραμμής του laser.

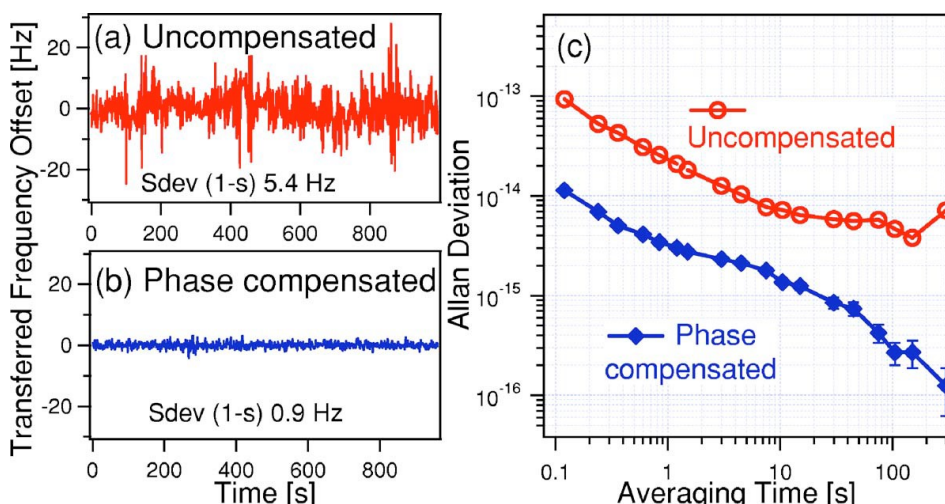
Οι πειραματικές συνθήκες στην αναφορά [136] αντιστοιχούν σε ίσους χρόνους συμφωνίας πηγής και T_{rt} των 33 μ s περίπου. Εξαιτίας του θορύβου που συσσωρεύεται κατά την οπτική διαδρομή μετάβασης μετ' επιστροφής των 6,9 km, η κεντρική φασματική συνιστώσα της συμβολής διαπλάτνεται στα περίπου 2 kHz, χωρίς ο βρόχος διόρθωσης να είναι ενεργοποιημένος. Αυτό φαίνεται στο σχήμα 3.5 όπου ένας αναλυτής σήματος γρήγορου μετασχηματισμού Fourier (FFT) χρησιμοποιείται για να αποκαλύψει το εύρος γραμμής του σήματος συμβολής. Η κεντρική συχνότητα της συμβολής έχει μειωθεί στα 50 kHz μετά από μίξη με κατάλληλης τιμής ραδιοσυχνότητα, ώστε να αυξηθεί η διακριτική ικανότητα του αναλυτή FFT. Όταν ενεργοποιηθεί το σύστημα αντιστάθμισης θορύβου, το φάσμα της συμβολής παίρνει τη μορφή μιας στενής γραμμής επικείμενης σε υπόβαθρο Lorentzian, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.5. Μέσα στο εύρος ζώνης των περίπου 3 kHz του κλειστού βρόχου, το οπτικό πεδίο του σήματος μετάδοσης μετ' επιστροφής και αυτό του laser αναφοράς είναι σε μεγάλο βαθμό σύμφωνα, οπότε ο βρόχος δρα κυρίως μειώνοντας το φασικό θόρυβο που οφείλεται στη μετάδοση μέσω της οπτικής ίνας. Σε υψηλότερες συχνότητες Fourier όμως, τα δύο πεδία συμβάλλουν ασύμφωνα στη φωτοδίοδο. Έτσι, ο ενεργοποιητής (AOM) του βρόχου εγγράφει αυτή την ασυμφωνία φάσεως πάνω στο μεταδιδόμενο οπτικό σήμα, με αποτέλεσμα την αύξηση του θορύβου σε αυτές τις υψηλότερες συχνότητες και το σχηματισμό υποβάθρου. Η μεγαλύτερης ευκρίνειας φασματική ανάλυση με εύρος μόνο 1 kHz που εμφανίζεται στο ένθετο του σχήματος 3.5 καταδεικνύει την επίδοση του συστήματος αντιστάθμισης των φασικών διαταραχών της μετάδοσης. Εκεί φαίνεται πως χωρίς την εφαρμογή του συστήματος αντιστάθμισης, παρατηρείται απλώς ένα υπόβαθρο λευκού φασικού θορύβου. Με την ενεργοποίηση του συστήματος, εμφανίζεται μια στενή φασματική γραμμή, αποτέλεσμα της επιτευχθείσας με τη διόρθωση συμφωνίας φάσεως του μεταδιδόμενου και του επιστρέφοντος οπτικού πεδίου. Επίσης, επίτηδες προστέθηκε θόρυβος φάσης σε αυτόν του laser αναφοράς, με σκοπό να μειώσει περεταίρω το χρόνο συμφωνίας της πηγής, πράγμα που είχε σαν

αποτέλεσμα τη διεύρυνση του φασματικού υποβάθρου, χωρίς όμως να επηρεάσει την κορυφή συμφωνίας στο μέσο του φάσματος. Προφανώς, το ύψος αυτής της κορυφής θα μπορούσε να μειωθεί εξαιτίας του διασκορπισμού της οπτικής ισχύος στις θορυβικές πλευρικές του υποβάθρου.



Σχήμα 3.5: Η φασματική ανάλυση Fourier του εύρους γραμμής της ετερόδυνης συμβολής της αρχικής δέσμης laser πριν τον AOM και του επιστρέφοντος από το δέκτη φωτός. Χωρίς αντιστάθμιση το εύρος γραμμής διαπλατώνεται από την ίνα στα 2 kHz περίπου. Το ένθετο παρουσιάζει το σήμα συμβολής με μικρό εύρος 1 kHz και μεγάλη ανάλυση 0,048 Hz μετά την ενεργοποίηση του συστήματος αντιστάθμισης της φάσης όπου είναι φανερή η βελτίωση του επιπέδου θορύβου κατά 7 dB. Πηγή: Αναφορά [136].

Επίσης πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις συχνότητας του ετερόδυνου τόνου συμβολής με αποτελέσματα που φαίνονται στο σχήμα 3.6. Πάνω αριστερά φαίνεται η μέτρηση τυπικής συχνοτικής απόκλισης 5,4 Hz χωρίς ενεργοποίηση του βρόχου αντιστάθμισης, ενώ κάτω αριστερά η τυπική απόκλιση μειώνεται σε 0,9 Hz όταν επέμβει το σύστημα αντιστάθμισης. Οι αποκλίσεις Allan που εξάγονται από αυτές τις μετρήσεις και για τις δύο περιπτώσεις απεικονίζονται στο δεξιό διάγραμμα του σχήματος 3.6. Με την αντιστάθμιση ενεργοποιημένη, η αστάθεια στη διαδρομή μετ' επιστροφής περιορίζεται σε $3 \cdot 10^{-15}$ σε 1 s χρόνο ολοκλήρωσης και μειώνεται με κλίση $\tau^{-1/2}$. Η απόδοση περιορίζεται από το διαθέσιμο λόγο σήματος προς θόρυβο της ετερόδυνης συμβολής, ο οποίος με τη σειρά του εξαρτάται από την οπτική ισχύ εκπομπής που μπορεί να χρησιμοποιηθεί, χωρίς να εμφανιστούν φαινόμενα μετατροπής θορύβου πλάτους σε φάση, όπως αναφέρθηκε σε προηγούμενη παράγραφο. Στην πράξη, η οπτική ισχύς συνεχούς κύματος περιορίζεται στα 90 mW ώστε να μην υπερβεί το κατώφλι της οπισθο-σκέδασης Brillouin.



Σχήμα 3.6: Μετρήσεις σχετικής ολίσθησης συχνότητας μεταξύ του εκπεμπόμενου και επιστρέφοντος οπτικού σήματος a) χωρίς αντιστάθμιση φασικού θορύβου και b) με ενεργοποιημένο το σύστημα αντιστάθμισης. Και στις δύο περιπτώσεις ο χρόνος πύλης του συχνομέτρου είναι 1 s. Η απόκλιση Allan φαίνεται στο c) και για τις δύο περιπτώσεις. Πηγή: Αναφορά [136].

Στη μετάδοση οπτικών συχνοτήτων αναφοράς, ο λόγος σήματος προς θόρυβο περιορίζεται κυρίως από ανακλάσεις σε διάφορους συνδετήρες κατά μήκος της ζεύξης. Αυτός είναι και ο λόγος που η απόκλιση Allan μειώνεται με κλίση $\tau^{-1/2}$ και όχι τ^{-1} , όπως αναμένεται στην περίπτωση λευκού θορύβου φάσης. Οι ανακλάσεις περιορίζονται εάν αντικατασταθούν οι συνδετήρες με συγκολλήσεις των οπτικών ινών στα σημεία όπου αυτό απαιτείται, με αποτέλεσμα την αισθητή βελτίωση του λόγου σήματος προς θόρυβο [136]. Με τη μέθοδο αυτή επιτυγχάνονται τιμές ευστάθειας 10^{-17} σε χρόνο ολοκλήρωσης 1 s, εκτός εύρους ζώνης του βρόχου ελέγχου.

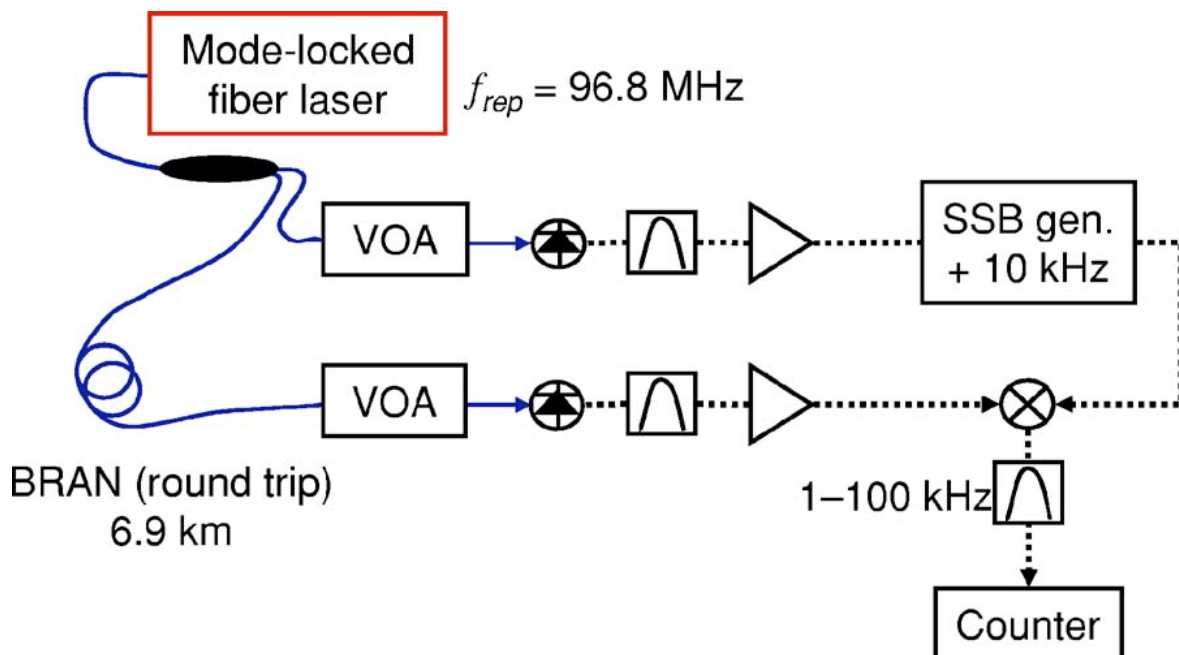
Μια άλλη μέθοδος ελάττωσης των επιπτώσεων των ανεπιθύμητων ανακλάσεων στη ζεύξη είναι η ελαφρά μετάθεση του μήκους κύματος επιστροφής, ώστε αυτό να μπορεί να διακριθεί από ανακλάσεις του σήματος μετάδοσης. Παρά τις μεθόδους βελτίωσης της σηματοθορυβικής σχέσης στις απευθείας μεταδόσεις οπτικών συχνοτήτων αναφοράς, η μη χρήση ινών διατήρησης της πολωτικής κατάστασης μπορεί να δημιουργήσει μεταβολές του πλάτους της ετερόδυνας συμβολής για την πρόσκτηση του φασικού σφάλματος και επομένως να περιορίσει σημαντικά τις επιδόσεις του συστήματος.

Μια ακόμα παράμετρος που πρέπει να ληφθεί υπόψη σε τέτοιες μεταδόσεις είναι οι ξαφνικές, απότομες μεταβολές της καθυστέρησης φάσης στη ζεύξη. Το φαινόμενο αυτό είναι ιδιαίτερα αισθητό σε σχετικά μεγάλου μήκους ζεύξεις, τάξης δεκάδων χιλιομέτρων. Αν ο βρόχος ελέγχου δε διαθέτει μεγάλη δυναμική περιοχή και επαρκή ρυθμό ανόδου (slew rate), τότε μπορεί να συμβεί ολίσθηση ενός ή περισσότερων κύκλων και εγκλείδωση του βρόχου σε νέο σημείο ισορροπίας. Αυτό μπορεί να αποφευχθεί με προσεκτικό σχεδιασμό ψηφιακών διευκρινιστών φάσης – συχνότητας [139].

3.7 Μετάδοση συχνοτικών προτύπων με οπτικές κτένες.

Η άμεση μετάδοση οπτικής συχνοτικής αναφοράς μέσω οπτικής ίνας παρέχει προφανώς καλύτερες επιδόσεις ευστάθειας σε σχέση με την αντίστοιχη τεχνική μετάδοσης μικροκυματικής αναφοράς διαμορφωμένης σε οπτικό φέρον. Παρόλα αυτά, υπάρχουν κάποιοι περιορισμοί στη χρήση οπτικών αναφορών που σχετίζονται με τη χρησιμότητά τους. Για παράδειγμα, οι οπτική αναφορά παρέχει πολύ μικρή ευελιξία στον απομακρυσμένο χρήστη, αν αυτός επιθυμεί να μετρήσει μια οπτική συχνότητα η οποία διαφέρει από την αναφορά μόλις 1 nm (120 GHz περίπου στα 1550 nm). Ο χρήστης θα πρέπει τότε να χρησιμοποιήσει κάποια μέθοδο για να γεφυρώσει το

συχνοτικό χάσμα. Μια τέτοια πρόσφορη μέθοδος είναι η υιοθέτηση τοπικής συχνοτικής κτένας, κλειδωμένης στην οπτική αναφορά και με κατάλληλο βήμα ώστε κάποια συνιστώσα της κτένας να βρίσκεται αρκετά κοντά στην προς μέτρηση οπτική συχνότητα. Αν ο χρήστης απαιτεί ταυτόχρονα με την οπτική και μια μικροκυματική αναφορά, ώστε η μέτρηση να πραγματοποιηθεί με τη μέγιστη δυνατή ακρίβεια, τότε η πιο πρόσφορη μέθοδος είναι να μεταδοθεί απευθείας μια οπτική κτένα αναφοράς. Η μικροκυματική αναφορά αποδίδεται στον απομακρυσμένο κόμβο με απλή φωτοφώραση της κτένας και επιλογή με ηλεκτρικό φίλτρο της συχνότητας επανάληψης της κτένας ή κάποιας αρμονικής της. Αν η μεταδιδόμενη οπτική κτένα έχει εγκλειδωθεί σε μια οπτική αναφορά, τόσο η οπτική όσο και η μικροκυματική συχνότητα που παρέχει αποκτούν την ευστάθεια της οπτικής αναφοράς [140]. Προφανώς, η σταθεροποίηση και μετάδοση μιας τέτοιας οπτικής κτένας απαιτεί προσεκτική σχεδίαση για την αντιμετώπιση τεχνικών προκλήσεων όπως η μετατροπή πλάτους σε φάση, η μεταβολές της διασποράς στη ζεύξη και η σταθεροποίηση σε δύο βαθμούς ελευθερίας, η οποία αναλύθηκε διεξοδικά στην παράγραφο 1.3.4.

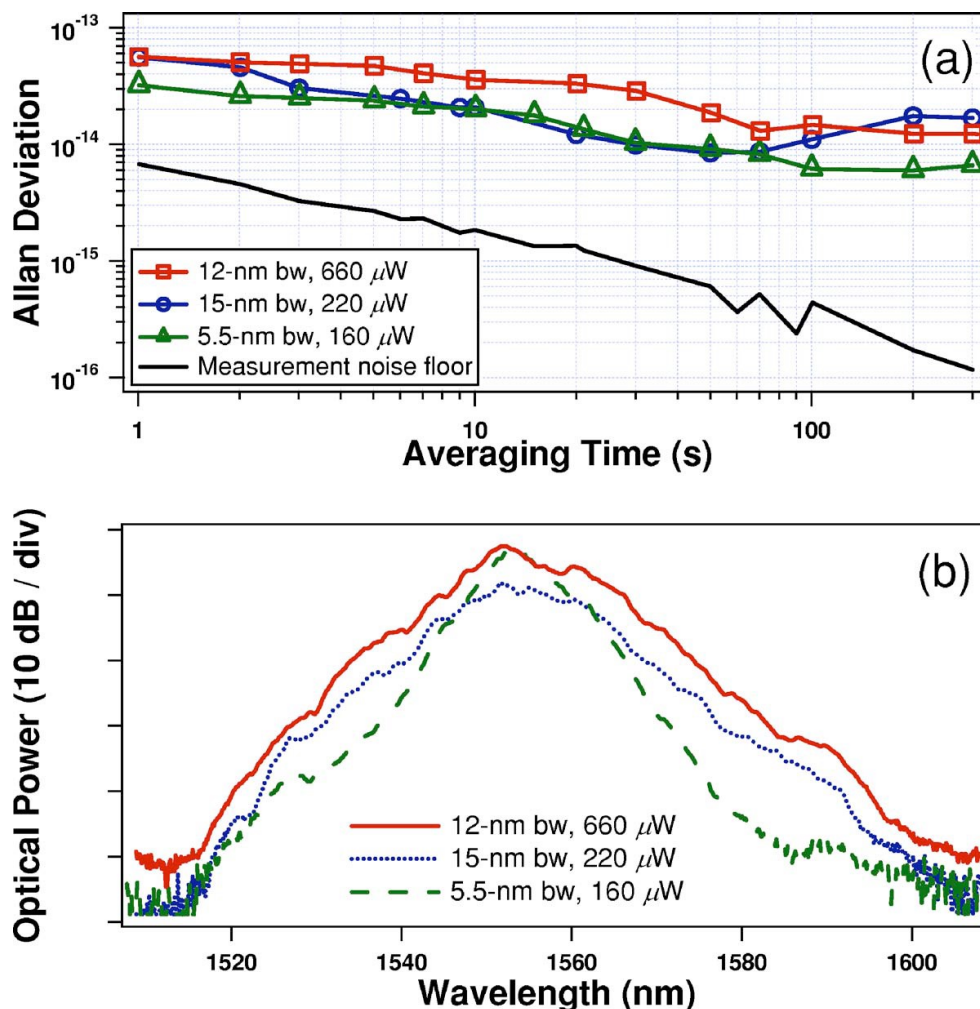


Σχήμα 3.7: Η αστάθεια της μεταδιδόμενης συχνότητας επανάληψης παλμών της κτένας εκτιμάται με τη μέτρηση του τόνου των 10 kHz που προκύπτει από τη μίξη μεταξύ του συχνοτικά μετατοπισμένου κατά την ίδια τιμή πρωτότυπου σήματος και του σήματος επιστροφής. SSB gen: Γεννήτρια SSB, VOA: Variable Optical Attenuator, μεταβλητός οπτικός εξασθενητής. Πηγή: Αναφορά [141].

3.7.1 Μετάδοση οπτικής κτένας χωρίς αντιστάθμιση: Οι επιπτώσεις της διασποράς

Η αστάθεια που επιφέρει η μετάδοση με οπτική ίνα μελετήθηκε χρησιμοποιώντας την οπτική κτένα που παρήγαγε ένα laser βρόχου ίνας εγκλειδωμένου τρόπου (mode locked fiber ring laser) με θεμελιώδη συχνότητα επανάληψης περίπου 97 MHz [141]. Η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε φαίνεται στο σχήμα 3.7. Η έξοδος του laser διαχωρίζεται σε δύο τμήματα: Το πρώτο μεταδίδεται μέσω της ίνας BRAN ενώ το δεύτερο παρέχει την αναφορά ώστε να αποκαλυφθεί ο φασικός θόρυβος της μετάδοσης. Η μεταδιδόμενη παλμοσειρά και η αναφορά υφίστανται φώραση σε δύο φωτοανιχνευτές και τα μικροκυματικά σήματα που εξάγονται φιλτράρονται ώστε να επιλεγεί η όγδοη αρμονική της συχνότητας επανάληψης, ήτοι 774 MHz. Εξαιτίας της μετατροπής πλάτους σε φάση πάνω στους φωτοφωρατές, η οπτική ισχύς που προσπίπτει σε αυτούς παίζει σημαντικό ρόλο στις επιδόσεις ευστάθειας της μετάδοσης, όπως αναλύθηκε στην παράγραφο 3.1. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιήθηκαν μεταβλητοί οπτικοί εξασθενητές (VOA) ώστε να

ρυθμίζουν κατά βούληση την οπτική ισχύ. Για να μετρηθεί η απόκλιση Allan χρησιμοποιήθηκε ένα κατά 10 KHz συχνοτικά μετατοπισμένο αντίτυπο της αναφοράς το οποίο δημιουργήθηκε με διαμόρφωση μονής πλευρικής (SSB). Η συμβολή των δύο τόνων σε μικροκυματικό μήκη, αποκαλύπτει το σήμα συχνοτικής μετατόπισης των 10 kHz αλλοιωμένο από τις διαταραχές της μετάδοσης.



Σχήμα 3.8: a) Η απόκλιση Allan του μεταδιδόμενου μέσω οπτικής κτένας μικροκυματικού προτύπου στην ίνα BRAN χρησιμοποιώντας μεταβλητό εύρος ζώνης και μέση οπτική ισχύ στο φωτοδέκτη. Η χαμηλότερη αστάθεια παρατηρείται με το στενότερο εύρος ζώνης το οποίο παρέχει ικανοποιητικό λόγο σήματος προς θόρυβο με τη μικρότερη οπτική ισχύ. Το επίπεδο θορύβου που μετράται χρησιμοποιώντας ένα μικρό κομμάτι ίνας, είναι το ίδιο σε όλες τις περιπτώσεις. b) Το φάσμα της παλμοσειράς για τις τρεις περιπτώσεις εγκλειδωσης τρόπων που χρησιμοποιήθηκαν στο a). Πηγή: Αναφορά [141].

Οι επιπτώσεις αυτών των διαταραχών μετρώνται με συχνόμετρο στην έξοδο του μήκη, μετά από φίλτρο επιλογής του εύρους ζώνης της μέτρησης. Εφόσον και οι δύο παλμοσειρές προέρχονται από το ίδιο laser, η αστάθεια στη συχνότητα επανάληψης f_{rep} παλμών του δεν επηρεάζει το αποτέλεσμα της μέτρησης, καθώς εμφανίζεται ως θόρυβος φάσης κοινού τρόπου στο σύστημα. Λαμβάνοντας υπόψη αυτό, δε χρειάζεται σταθεροποίηση της f_{rep} . Αντίθετα με ότι συμβαίνει στη μετάδοση οπτικού συχνοτικού προτύπου, ο χρόνος συμφωνίας της μικροκυματικής συχνότητας επανάληψης παλμών του laser εγκλειδωμένου τρόπου και των αρμονικών της είναι κατά πολύ μεγαλύτερος από τον T_{rt} , με αποτέλεσμα να μην υπάρχει το πρόβλημα εγγραφής υπερβάλλοντος θορύβου λόγω ασυμφωνίας φάσης του επιστρέφοντος με το εκπεμπόμενο σήμα της πηγής. Έχει πιστοποιηθεί ότι η ελάχιστη αστάθεια στη μετάδοση προτύπων μέσω οπτικής κτένας επιτυγχάνεται όταν μειώνεται η μέση ισχύς η οποία προσπίπτει στους

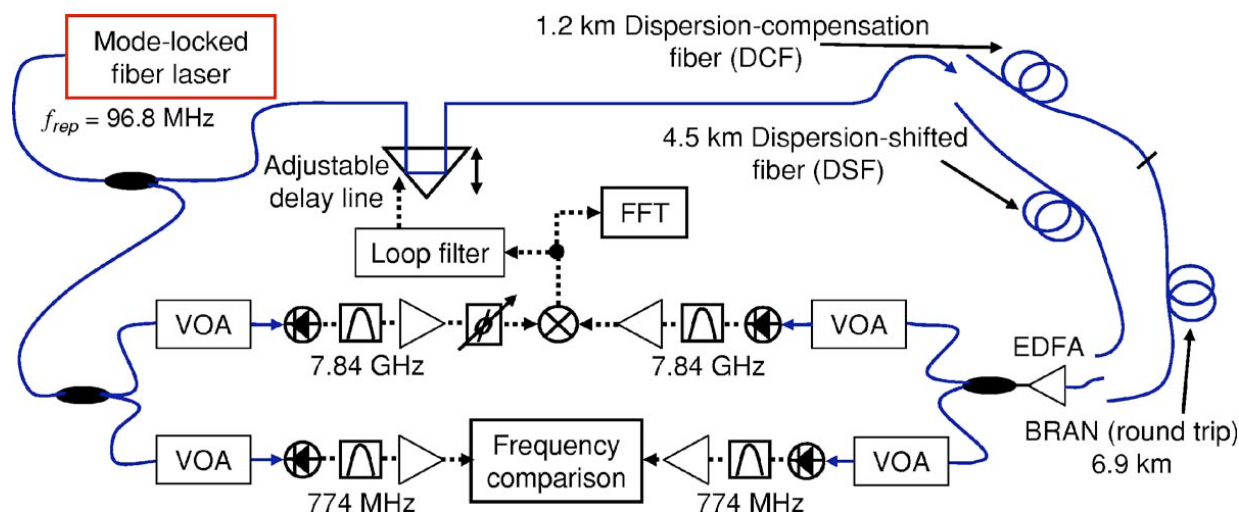
φωτοφωρατές που αναδεικνύουν το εκπεμπόμενο και το επιστρέφον σήμα, σε επίπεδα όμως που διατηρούν αποδεκτό λόγο σήματος προς θόρυβο των σημάτων αυτών. Το γεγονός αυτό αποδίδεται στη μετατροπή του θορύβου πλάτους της παλμοσειράς σε θόρυβο φάσης πάνω στους φωτοφωρατές [113], όπως περιγράφηκε στην παράγραφο 3.1, και για το λόγο αυτό χρειάζεται σταθεροποίηση της οπτικής ισχύος που προσπίπτει σε αυτούς. Η απαίτηση ικανοποιητικού λόγου σήματος προς θόρυβο των ανακτηθέντων μικροκυματικών σημάτων χρησιμοποιώντας την ελάχιστη δυνατή μέση ισχύ, επιβάλλει τη μεγιστοποίηση της ισχύος κορυφής των παλμών, δηλαδή την ελαχιστοποίηση της χρονικής τους διάρκειας. Στενότεροι παλμοί παρέχουν καλύτερη σηματοθορυβική σχέση στις υψηλότερες αρμονικές της f_{rep} σε σχέση με τους πλατύτερους, όταν χρησιμοποιείται η ίδια μέση ισχύς. Παρόλα αυτά, η μετάδοση μέσα από την οπτική ίνα επιφέρει διαπλάτυνση των παλμών λόγω της διασποράς στη ζώνη των 1550 nm. Η διαπλάτυνση αυτή μπορεί να μειωθεί αν περιοριστεί το εύρος ζώνης των εκπεμπόμενων παλμών. Παρόλο που αυτό ισοδυναμεί με χρονικά εκτενέστερους παλμούς εκπομπής, η διασπορά της ίνας δεν θα έχει τόσο σημαντική επίδραση, με αποτέλεσμα οι παλμοί λήψης να έχουν τελικά μικρότερο χρονικό εύρος σε σχέση με την περίπτωση που θα εκπέμπονταν στενότεροι παλμοί. Συμπερασματικά, οι παράμετροι λειτουργίας του laser γένεσης της κτένας παίζουν σημαντικό ρόλο στον περιορισμό της αστάθειας της συχνότητας επανάληψης παλμών και τις αρμονικές της. Οι επιδράσεις αυτών των παραμέτρων εξετάζονται μεταβάλλοντας το εύρος ζώνης των παλμών και την μέση οπτική ισχύ, πράγμα που επιτυγχάνεται ρυθμίζοντας την ισχύ άντλησης και την πόλωση του laser οπτικής ίνας, δηλαδή τροποποιώντας τις παραμέτρους εγκλειδωσής του [141]. Τα αποτελέσματα εμφανίζονται στο σχήμα 3.8. Η χαμηλότερη αστάθεια εμφανίζεται με παλμούς στενότερου εύρους ζώνης, όταν επιτυγχάνεται υψηλός σηματοθορυβικός λόγος με τη μικρότερη δυνατή μέση ισχύ. Παλμοί μεγαλύτερου εύρους ζώνης απαιτούν υψηλότερη μέση ισχύ για την επίτευξη ίδιας σηματοθορυβικής σχέσης, η οποία με τη σειρά της αυξάνει την αστάθεια εξαιτίας της μετατροπής θορύβου πλάτους σε φάση πάνω στους φωτοφωρατές. Μειώνοντας την οπτική ισχύ αλλά διατηρώντας μεγάλο εύρος ζώνης δεν περιορίζεται η αστάθεια καθώς δεν επαρκεί πλέον ο σηματοθορυβικός λόγος. Προφανώς, η χρήση φωτοφωρατών υψηλής γραμμικότητας και ισχύος επιτρέπει υψηλότερη ισχύ και σηματοθορυβική σχέση ακόμα και σε στενότερους παλμούς, μειώνοντας την απόδοση μετατροπής πλάτους σε φάση. Ακόμα καλύτερα αποτελέσματα είναι δυνατό να επιτευχθούν με ενεργό σταθεροποίηση της ισχύος. Χωρίς την παρεμβολή της διασποράς που επιβάλλει η οπτική ίνα, οι επιδόσεις ευστάθειας δεν εξαρτώνται πλέον από το εύρος ζώνης των παλμών, καθώς σε όλες τις περιπτώσεις η χρονική διακριτική ικανότητα των φωτοφωρατών είναι μεγαλύτερη από τη διάρκεια των παλμών, γεγονός που αποτυπώνεται στη μέτρηση του υποβάθρου αστάθειας λόγω φασικού θορύβου στο σχήμα 3.8a, όταν χρησιμοποιείται ίνας μήκους μόλις 2 m. Εκεί, το αποτέλεσμα δε μεταβάλλεται καθώς αλλάζουν οι παράμετροι λειτουργίας του laser.

Η καλύτερη ευστάθεια που επιτυγχάνει η παθητική μετάδοση μικροκυματικής αναφοράς με οπτική κτένα [141] στο 1 s είναι συγκρίσιμη με αυτές που αναφέρονται στη ζεύξη LPL – SYRTE [130] και στο δίκτυο βαθέως διαστήματος της NASA [134] χωρίς σταθεροποίηση. Όμως η μέθοδος αυτή παρέχει βελτίωση περίπου μιας τάξης μεγέθους σε σχέση με τη μετάδοση μικροκυματικής αναφοράς με διαμόρφωση έντασης οπτικού φέροντος μέσα από την ίδια οπτική ίνα των 6,9 χιλιομέτρων και επιτυγχάνει ευστάθεια συγκρίσιμη με αυτήν της απευθείας μετάδοσης οπτικής αναφοράς.

3.7.2 Μετάδοση οπτικής κτένας με αντιστάθμιση επεμβαίνοντας στην καθυστέρηση ομάδας

Η ευστάθεια της μετάδοσης μικροκυματικής αναφοράς με οπτική κτένα μπορεί να βελτιωθεί περαιτέρω με ενεργό αντιστάθμιση του φασικού θορύβου που επιβάλλεται

κατά τη διαδρομή στην οπτική ίνα [142]. Μια ρυθμιζόμενη οπτική γραμμή καθυστέρησης χρησιμοποιείται για να αντισταθμίσει τις διαταραχές στο ενεργό μήκος μετάδοσης και επομένως στην καθυστέρηση ομάδας (group delay) της ίνας. Η ενεργός αυτή αντιστάθμιση μειώνει την αστάθεια του μεταδιδόμενου συχνοτικού προτύπου για εφαρμογές μετρολογίας και τις ευρέως φάσματος χρονικές διαταραχές (timing jitter) για εφαρμογές συγχρονισμού απομακρυσμένων κόμβων. Η μέτρηση και ο έλεγχος των χρονικών διακυμάνσεων ευρέως φάσματος της παλμοσειράς έχει επιχειρηθεί με διάφορες τεχνικές [142], [143], [144], [145].



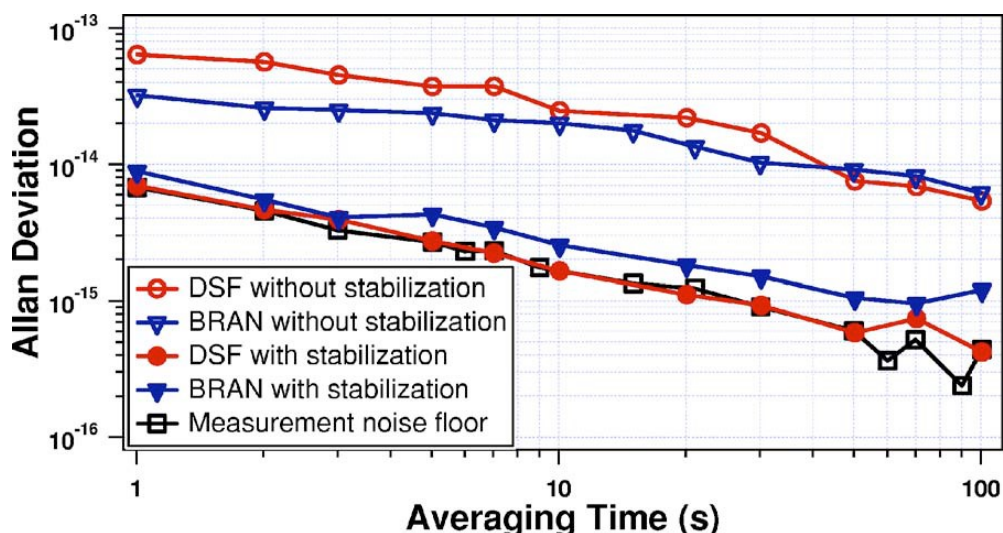
Σχήμα 3.9: Για την αντιστάθμιση του φασικού θορύβου που εισάγεται κατά τη μετάδοση της συχνότητας επανάληψης παλμών της οπτικής κτένας, αρχικά μετράται ο φασικός αυτός θόρυβος αναμιγνύοντας την 81^η αρμονική (7,84 GHz) που παράγουν σε φωτοδίοδο οι οπτικοί παλμοί που φτάνουν στο δέκτη με ένα μέρος της ισχύος εξόδου του laser, το οποίο μετά από φωτοφύρωση χρησιμεύει ως αναφορά. Το σήμα σφάλματος που προκύπτει εφαρμόζεται σε ρυθμιζόμενη γραμμή καθυστέρησης (adjustable delay line) μετά από φιλτράρισμα και ενίσχυση. Ως ίνα μετάδοσης χρησιμοποιείται είτε η ίνα BRAN είτε ίνα DSF. Ένας αναλυτής FFT εκτελεί τη φασματική ανάλυση του εντός εύρους ζώνης βρόχου ελέγχου φασικού σφάλματος ενώ η εκτός εύρους ζώνης αστάθεια μετράται από τη σύγκριση της 8^{ης} αρμονικής (774 MHz), με τρόπο αντίστοιχο του σχήματος 3.7. Πηγή: Αναφορά [142].

Για λόγους σύγκρισης, μετρήθηκαν με διακριτική ικανότητα 400 fs και σε εύρος ζώνης έως 100 Hz, οι χρονικές διακυμάνσεις σε κλασσικό σύστημα μετάδοσης μικροκυματικού προτύπου με ενεργό αντιστάθμιση περιορισμένης σταθεράς χρόνου 10 s [135]. Στην αναφορά [143] παραμένει χρονική διακύμανση περίπου 20 fs μετά την ενεργό αντιστάθμιση θορύβου, με εύρος ζώνης της μέτρησης από 1 Hz έως 50 MHz σε μήκος μετάδοσης αρκετών km. Ανάλογα με την εφαρμογή, δεν είναι πάντα αναγκαία η μείωση του φασικού θορύβου στις υψηλότερες συχνότητες Fourier από το φέρον αναφοράς. Συνήθως, επιτυγχάνεται ικανοποιητική συμπεριφορά του συστήματος σε αυτές τις συχνότητες με τη χρήση ταλαντωτή καθαρισμού στον απομακρυσμένο κόμβο, ο οποίος ακολουθεί τη λαμβανόμενη σταθεροποιημένη αναφορά μέσα στο εύρος ζώνης του κλειστού βρόχου, ενώ παράλληλα εμφανίζει εξαιρετικά μειωμένο ενδογενή φασικό θόρυβο στις υψηλότερες συχνότητες. Για παράδειγμα, το ελεύθερα ταλαντευόμενο laser ζαφειριού τιτανίου, εγκλειδωμένου τρόπου, παράγει οπτική κτένα με φασικό θόρυβο της συχνότητας επανάληψης παλμών που μειώνεται με κλίση f^4 πάνω από τα 10 kHz [146]. Στοχεύοντας στην βέλτιστη ποιότητα μετάδοσης του προτύπου σε σχέση με το φασικό θόρυβο, είναι απαραίτητη η αντιστάθμιση της διασποράς της οπτικής ίνας.

Όπως ήδη αναφέρθηκε, για τη μείωση της αστάθειας που οφείλεται στη μετατροπή θορύβου πλάτους σε φάση, είναι σημαντικό να μειωθεί η μέση ισχύς που προσπίπτει στο φωτοφωρατή ενώ παράλληλα να διατηρείται αρκετά μεγάλη τιμή του

σηματοθορυβικού λόγου στο μικροκυματικό σήμα που αναδεικνύεται μέσω της φώρασης. Οι δύο αυτές συνθήκες ικανοποιούνται όταν μεταδίδονται παλμοί όσο το δυνατόν μικρότερης χρονικής διάρκειας. Όμως η διασπορά της οπτικής ίνας διαπλάτνει τους παλμούς και για να αντιμετωπιστεί [141] περιορίζεται το συχνοτικό εύρος της παλμοσειράς, υποβαθμίζοντας έτσι τη σηματοθορυβική σχέση. Μια καλύτερη μέθοδος περιορισμού της διασποράς και της χρονικής διαπλάτυνσης των παλμών είναι η αντιστάθμισή της στο δέκτη [126], [127], η οποία μπορεί να μειώσει τη διάρκεια κάτω από τη χρονική διακριτική ικανότητα του φωτοφωρατή και επομένως να βελτιώσει τη σηματοθορυβική σχέση και την ευστάθεια. Στο σχήμα 3.9 φαίνεται η διάταξη που χρησιμοποιείται στην αναφορά [142] για τη μεταφορά μέσω της οπτικής ίνας BRAN των αρμονικών της συχνότητας επανάληψης παλμών με παράλληλη σταθεροποίηση των επιπτώσεων των περιβαλλοντικών διαταραχών και αντιστάθμισης της διασποράς. Η έξοδος του laser διαμοιράζεται σε δύο ροές, η πρώτη για τη μετάδοση μέσω της ίνας του μικροκυματικού προτύπου (αρμονική της συχνότητας επανάληψης παλμών) και η δεύτερη παρέχει την αναφορά για την ανάδειξη του φασικού θορύβου που επιβάλλεται κατά τη μετάδοση. Σαν ενεργοποιητής αντιστάθμισης χρησιμοποιείται μια ρυθμιζόμενη οπτική γραμμή καθυστέρησης, η οποία παρεμβάλλεται πριν τη μετάδοση μετ' επιστροφής στη μονότροπη ίνα του δικτύου BRAN. Κατάλληλο μήκος ίνας DCF τοποθετείται αμέσως μετά τη γραμμή καθυστέρησης. Εναλλακτικά, η οπτικά κτένα μεταδίδεται σε μεγάλο μήκος ίνας μετάθεσης της διασποράς (DSF), χωρίς στη συνέχεια να ακολουθεί η ίνα BRAN. Η ίνα DCF έχει διασπορά της καθυστέρησης ομάδας (GDD) 4 ps^2 και κατάλληλο μήκος ώστε να αντισταθμίζει πλήρως τη διασπορά της μονότροπης, με αποτέλεσμα το χρονικό εύρος των παλμών να περιορίζεται στα 60 ps. Η ίνα DSF έχει μηδενική GDD ακριβώς στο μήκος κύματος του laser ίνας (1550 nm), παρέχοντας παλμούς ακόμα μικρότερης διάρκειας 40 ps. Και οι δύο μεταδόσεις εξασφαλίζουν μικρή χρονική διάρκεια παλμών, χαμηλή μέση ισχύ και μεγάλο σηματοθορυβικό λόγο των μικροκυματικών συχνοτήτων που αναδεικνύουν οι φωτοφωρατές. Μετά την κλειστή διαδρομή στις οπτικές ίνες, ακολουθεί οπτικός ενισχυτής EDFA που αντισταθμίζει τις απώλειες και δεν επιβαρύνει την ευστάθεια του προτύπου [141]. Η εκπεμπόμενη και η παλμοσειρά αναφοράς ανιχνεύονται σε φωτοφωρατές, αφού προηγουμένως ρυθμιστεί η προσπίπτουσα ισχύς με οπτικούς εξασθενητές. Το πάνω ζεύγος φωρατών του σχήματος 3.9 αποδίδει με ηλεκτρικό φιλτράρισμα την 81^η αρμονική, 7,84 GHz, της συχνότητας επανάληψης παλμών f_{rep} . Τα σήματα αυτά οδηγούνται σε μικροκυματικό μίκτη και στην έξοδό του αναδεικνύεται η φασική διαφορά μεταξύ των, η οποία και χρησιμοποιείται ως φασικό σφάλμα για την αντιστάθμιση. Οι υψηλότερης τάξης αρμονικές μειώνουν τη σχετική αστάθεια που προκαλείται από το θερμικό θόρυβο και το θόρυβο βολής. Το φασικό σφάλμα οδηγείται στη μεταβλητή γραμμή καθυστέρησης μετά από κατάλληλο φιλτράρισμα και ενίσχυση, ώστε να περιορίσει το φασικό θόρυβο που εισάγει η μετάδοση. Η φασματική ανάλυση της παραμένουσας αστάθειας πραγματοποιείται με έναν αναλυτή FFT. Το δεύτερο ζεύγος των μικροκυματικών σημάτων φιλτράρεται και αναδεικνύει την όγδοη αρμονική της συχνότητας επανάληψης παλμών, 774 MHz, ώστε να μετρηθεί η εκτός εύρους ζώνης του βρόχου αστάθεια.

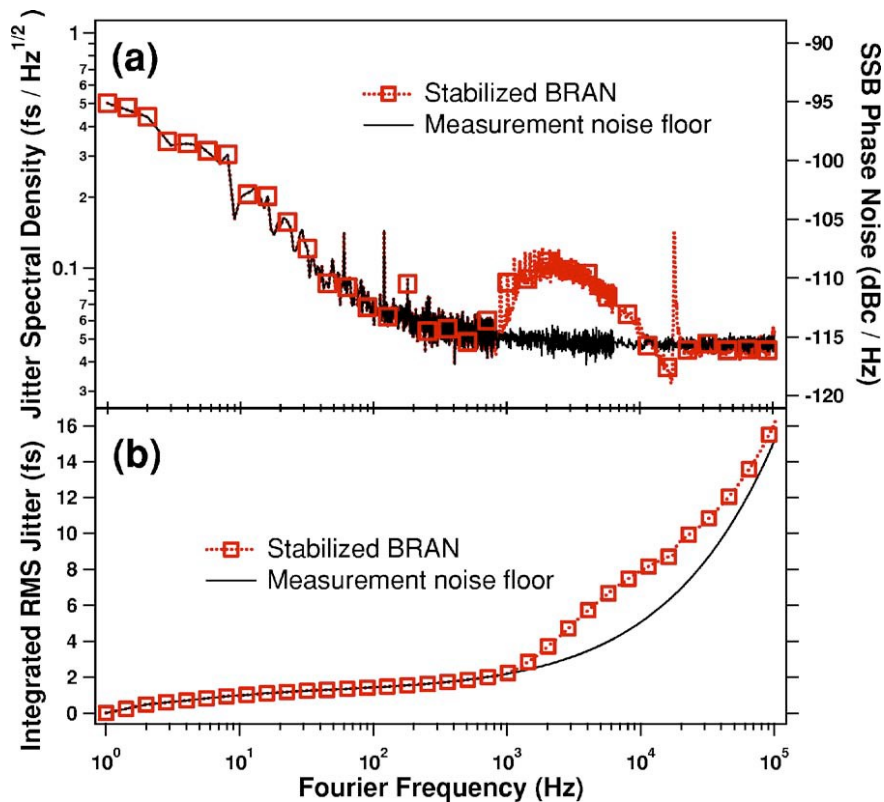
Στη μετάδοση των μικροκυματικών προτύπων μέσω οπτικής κτένας που εξετάζεται στις προαναφερθείσες αναφορές, η αστάθεια στο μήκος μετάδοσης που προκαλούν οι περιβαλλοντικές διαταραχές είναι της τάξης μερικών χιλιοστομέτρων, σε διάρκεια αρκετών ωρών. Επομένως για τη σταθεροποίηση της μετάδοσης χρησιμοποιείται μια γραμμή καθυστέρησης ελευθέρου χώρου προσαρμοσμένη σε πηνίο φωνής (voice coil) το οποίο οδηγείται από το σήμα σφάλματος, παρέχοντας ικανότητα διόρθωσης αρκετών mm αλλά με σχετικά αργή χρονική απόκριση. Για να αυξηθεί λοιπόν το εύρος ζώνης του βρόχου, η γραμμή αυτή συμπληρώνεται από πιεζοηλεκτρικό εντατήρα οπτικής ίνας, ο οποίος μεγεθύνει το εύρος σε 1 kHz περίπου.



Σχήμα 3.10: Η απόκλιση Allan χωρίς και με σταθεροποίηση της ζεύξης που μεταδίδει οπτική κτένα μέσω ίνας DSF ή της ίνας BRAN με αντιστάθμιση της διασποράς (ίνα DCF). Ο βρόχος σταθεροποίησης μειώνει το φασικό θόρυβο στο επίπεδο υποβάθρου, το οποίο προκύπτει με την αντικατάσταση των ινών μετάδοσης από ένα μικρό κομμάτι ίνας. Πηγή: Αναφορά [142].

Μέρος του σήματος εκπομπής ανακλάται στο δέκτη και επιστρέφει ώστε να εξαχθεί το φασικό σφάλμα της μετάδοσης. Στο σχήμα 3.10 απεικονίζεται η σχετική αστάθεια που επιβάλλεται κατά τη μετάδοση μέσω DSF ίνας και του συνδυασμού SMF – DCF ινών, με και χωρίς σταθεροποίηση, καθώς και το υπόβαθρο αστάθειας των μετρήσεων το οποίο μετράται αντικαθιστώντας τις ίνες μετάδοσης με μικρό μήκος ίνας διασύνδεσης πομπού – δέκτη.

Στο σχήμα 3.11a απεικονίζεται η φασματική πυκνότητα της ενεργού (rms) τιμής της χρονικής αστάθειας και ο αντίστοιχος φασικός θόρυβος μονής πλευρικής. Οι τιμές αυτές μετρώνται για τη μετάδοση SMF –DCF στη συχνότητα των 774 MHz ($8^{\text{η}}$ αρμονική) με το βρόχο ελέγχου ενεργοποιημένο. Το σύστημα αντιστάθμισης περιορίζει αποτελεσματικά το φασικό θόρυβο κοντά στο υπόβαθρο της μέτρησης σε όλες τις συχνότητες μέχρι 100 kHz, εκτός της περιοχής 1 – 10 kHz. Στο σχήμα 3.11b φαίνεται η αντίστοιχη ολοκληρωμένη χρονική αστάθεια από 1 Hz έως f_h σαν συνάρτηση της f_h . Η συνολική στο εύρος ζώνης 1 – 100 kHz αστάθεια περιορίζεται στα 16 fs, πολύ κοντά στο θορυβικό υπόβαθρο των μετρήσεων.



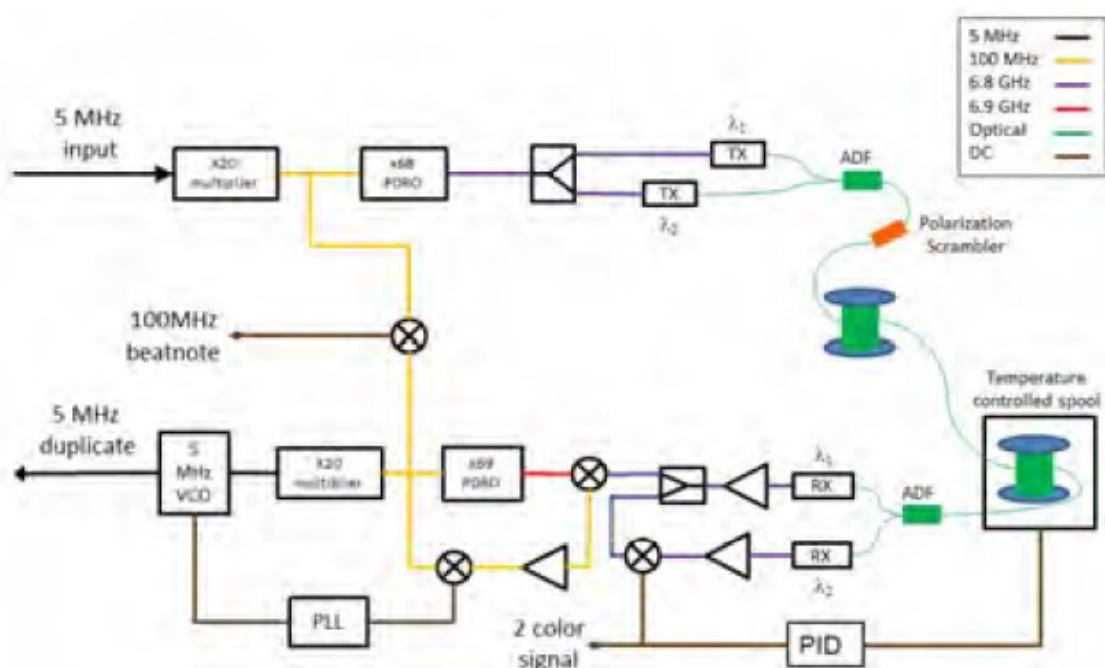
Σχήμα 3.11: a) Η ενεργός φασματική πυκνότητα της διακύμανσης χρονισμού (αριστερός άξονας) και ο αντίστοιχος φασικός θόρυβος μονής πλευρικής (δεξιός άξονας) της 81^{ns} αρμονικής, όπως μετρήθηκε στην ενεργά σταθεροποιημένη και αντισταθμισμένη ως προς τη διασπορά ίνα BRAN. b) Η ολοκληρωμένη ενεργός διακύμανση χρονισμού της ίνας BRAN πάνω σε εύρος ζώνης από 1 Hz έως f_h , ως προς f_h . Το υπόβαθρο θορύβου μετρήθηκε αντικαθιστώντας την ίνα μετάδοσης με ένα μικρό κομμάτι ίνας. Πηγή: Αναφορά [142].

3.8 Μονόδρομη μετάδοση με οπτικές ίνες

Οι προαναφερθείσες μέθοδοι μετάδοσης που επιτυγχάνουν ικανοποιητική σταθεροποίηση φάσης, έχουν κοινό χαρακτηριστικό την απαίτηση αμφίδρομης ζεύξης και τη σύγκριση του εκπεμπόμενου με το σήμα επιστροφής στον πομπό. Η απαίτηση όμως αμφίδρομης ζεύξης εμφανίζει πολλές ιδιαιτερότητες και προκλήσεις, ιδιαίτερα εάν πρόκειται να υλοποιηθεί σε εγκατεστημένα δίκτυα οπτικών ινών. Τα σύγχρονα τηλεπικοινωνιακά συστήματα δεν υποστηρίζουν αμφίδρομη μετάδοση και επομένως θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν ειδικά δίκτυα μόνο για το σκοπό αυτό. Έτσι όμως περιορίζεται αισθητά η εμβέλεια αυτών των δικτύων καθώς δεν είναι πρακτική η εγκατάσταση καλωδίων οπτικών ινών για αποκλειστική χρήση διανομής συχνοτικών και χρονικών προτύπων. Τα αμφίδρομα δίκτυα πάσχουν επίσης από φαινόμενα ανακλάσεων και οπισθοσκέδασης, ενώ ο χρόνος μετάβασης μετ' επιστροφής επιβάλλει περιορισμούς στο εύρος ζώνης του συστήματος αυτομάτου ελέγχου της φάσης, όπως έχει ήδη αναφερθεί. Οι παραπάνω λόγοι οδηγούν στο συμπέρασμα ότι τα αμφίδρομα συστήματα διανομής προτύπων παρότι προσφέρουν μεγάλη διακριτική ικανότητα στην αποκάλυψη του φασικού σφάλματος, δεν μπορούν πρακτικά να υλοποιηθούν σε ζεύξεις μεγάλων αποστάσεων. Τέτοιες ζεύξεις απαιτούνται στη συμβολομετρία πολύ μεγάλων αποστάσεων και στα δίκτυα βαθέως διαστήματος [147], [148], [149]. Πρόσφατα, η χρήση φασικά σταθεροποιημένων δικτύων μεγάλων αποστάσεων έχει καταστεί ιδιαίτερα επιθυμητή σε κβαντικά δίκτυα πολλαπλών κόμβων [150], στα οποία η αμφίδρομη μετάδοση πιθανόν να επιβαρύνει τα κβαντικά σήματα.

Για όλους αυτούς τους λόγους, έχει ερευνηθεί η μονόδρομη μετάδοση και διόρθωση του φασικού σφάλματος αποκλειστικά στο δέκτη. Η δυνατότητα αυτή βασίζεται στο γεγονός

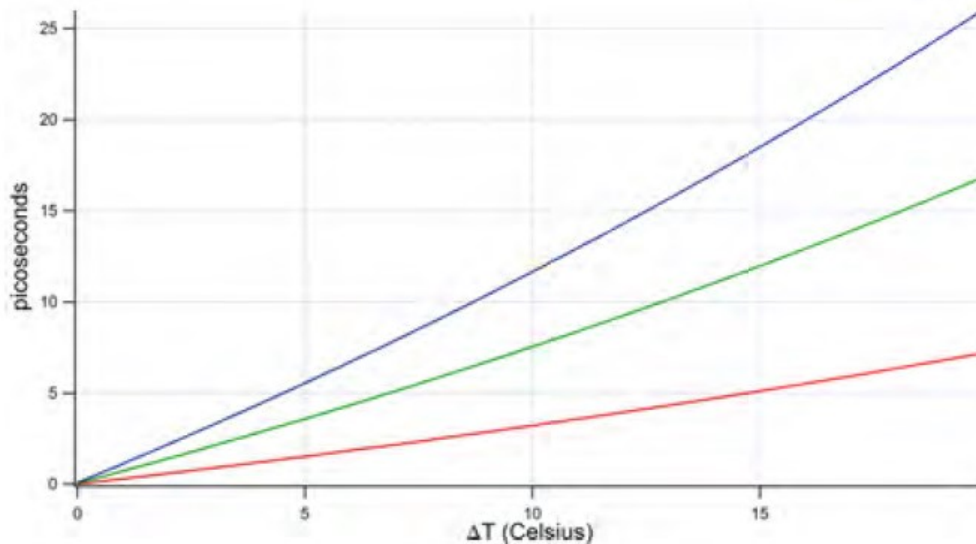
ότι οι περιβαλλοντικές διαταραχές επηρεάζουν με διαφορετικό τρόπο τη μετάδοση των οπτικών σημάτων σε διαφορετικά μήκη κύματος. Αυτό οφείλεται στη θερμοκρασιακή εξάρτηση της χρωματικής διασποράς των οπτικών ινών [150]. Επομένως, αν μεταδοθεί το συχνοτικό ή χρονικό πρότυπο ταυτόχρονα σε δύο διαφορετικά και σχετικά απομακρυσμένα μήκη κύματος (σχήμα 3.12), η σύγκρισή των δύο σημάτων που φτάνουν στο δέκτη θα αποκαλύψει το διαφορικό φασικό σφάλμα που συσσωρεύτηκε κατά τη μετάδοση λόγω θερμοκρασιακών κυρίως μεταβολών (σχήμα 3.13). Το διαφορικό σφάλμα μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την αντιστάθμιση του απόλυτου φασικού σφάλματος με τη χρήση κατάλληλου ενεργοποιητή αποκλειστικά στο δέκτη, όπως είναι η θερμικά ελεγχόμενη μπομπίνα οπτικής ίνας.



Σχήμα 3.12: Η πειραματική διάταξη για τη μονόδρομη μετάδοση προτύπων που χρησιμοποιήθηκε στην αναφορά [152].

Η τεχνική αυτή έχει επιδειχθεί στις αναφορές [152], [153] όπου μεταδόθηκε μικροκυματικό συχνοτικό πρότυπο με διαμόρφωση έντασης σε δύο απομακρυσμένα μήκη κύματος της ζώνης C (1530 – 1565 nm). Ένας μικροκυματικός μίκτης συνεχώς ανιχνεύει τη διαφορά φάσης μεταξύ των ηλεκτρικών τόνων που μεταφέρονται στα δύο αυτά μήκη κύματος και το σήμα εξόδου του μίκτη μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως σήμα σφάλματος για την οδήγηση ενεργοποιητών στον απομακρυσμένο δέκτη.

Το βασικό μειονέκτημα αυτής της τεχνικής είναι η χαμηλή στάθμη του σήματος σφάλματος με αποτέλεσμα να μην είναι δυνατή η με επαρκή διακριτική ικανότητα εκτίμηση της απόλυτης ολίσθησης φάσης λόγω των θερμοκρασιακών μεταβολών στην ίνα μετάδοσης [152]. Το πρόβλημα αυτό αντιμετωπίστηκε με τη χρήση υψηλής ακρίβειας και ευστάθειας οπτικών κτενών τόσο στον πομπό όσο και στο δέκτη [154]. Η κτένα του πομπού μεταδίδεται μέσω μονότροπης ίνας στο δέκτη και εκεί συγκρίνεται με αντίστοιχη κτένα. Η ολίσθηση φάσης μεταξύ των απομακρυσμένων τόνων των οπτικών κτενών ανιχνεύεται με τη συμβολή τους σε φωτοφωρατές και αναδεικνύει την επίδραση των περιβαλλοντικών μεταβολών στη μετάδοση. Η μέθοδος αυτή είναι η πιο ευαίσθητη καθώς συγκρίνει την οπτική φάση των δύο κτενών, αλλά μειονεκτεί στο ότι χρειάζεται οπτική κτένα πολύ υψηλής ακρίβειας σε κάθε δέκτη.



Σχήμα 3.13: Η διαφορά χρόνου άφιξης των οπτικών παλμών που εκπέμπονται σε διαφορετικά ζεύγη μηκών κύματος εξαρτάται από τη θερμοκρασία της ίνας μήκους 1 km. Μπλε: 1530 nm και 1565 nm, πράσινο: 1530 nm και 1557 nm, κόκκινο: 1530 nm και 1540 nm. Η ευαισθησία της μέτρησης μεγαλώνει όταν αυξάνεται ο συχνωτικός διαχωρισμός των οπτικών φερόντων. Πηγή: Αναφορά [152].

3.9 Ανοικτά θέματα και λύσεις που προτάθηκαν

Μετά την βιβλιογραφική παρουσίαση των συστημάτων μετάδοσης προτύπων συχνότητας και των προκλήσεων που αυτά αντιμετωπίζουν για να συμπορευτούν οι επιδόσεις τους με τα σύγχρονα επιτεύγματα ευστάθειας των πηγών, στην παράγραφο που ακολουθεί αναφέρονται συνοπτικά τα προβλήματα τα οποία διαπραγματεύεται η διατριβή και οι λύσεις που προτείνονται.

Συγκεκριμένα, στο κεφάλαιο 4 παρουσιάζονται τα εργαστηριακά υποσυστήματα που αναπτύχθηκαν για την υλοποίηση του βασικού συστήματος μετάδοσης με φασική σταθεροποίηση κλειστού βρόχου. Δίνεται αναλυτικά η σχεδίαση, προσομοίωση και κατασκευή των βοηθητικών κυκλωμάτων και συσκευών που αναπτύχθηκαν στα πλαίσια της διατριβής. Επίσης, χαρακτηρίζεται συνολικά το σύστημα μετάδοσης και αναδεικνύονται τα όρια των μετρητικών διατάξεων που χρησιμοποιήθηκαν.

Στο κεφάλαιο 5 παρουσιάζεται και αναλύεται ένας πλήρως οπτικός αναγεννητής που προτάθηκε για την ενίσχυση – αναγέννηση των οπτικών φορέων συχνωτικών προτύπων. Τα εγκατεστημένα δίκτυα οπτικών ινών περιλαμβάνουν έναν αριθμό συνδέσεων και συγκολλήσεων. Αυτά τα σημεία ασυνέχειας προκαλούν ανακλάσεις, οι οποίες υποβαθμίζουν την ποιότητα του σήματος επιστροφής και επιβαρύνουν με θόρυβο το σήμα φασικού σφάλματος. Επίσης, σε ζεύξεις μεγάλου μήκους είναι αναγκαία η ύπαρξη ενισχυτών - αναγεννητών σε τακτά διαστήματα, οι οποίοι προλαμβάνουν την υποβάθμιση του σήματος λόγω απωλειών και υπέρθεσης θορύβου. Έτσι λοιπόν προτείνεται ένας αμιγώς οπτικός αναγεννητής, ο οποίος εκτός από συντονιζόμενη στο μήκος κύματος μετάδοσης ενίσχυση, πραγματοποιεί αντιγραφή και μεταλλαγή σε άλλο μήκος κύματος του σήματος επιστροφής, ούτως ώστε να είναι δυνατός ο διαχωρισμός του από τις πιθανές ανακλάσεις. Ο αναγεννητής αυτός βασίζεται στις ιδιότητες διπλής εγκλειδωσης με οπτική έγχυση ενός πολύτροπου laser Fabry – Perot. Η οπτική έγχυση και εγκλειδωση εμφανίζει ιδιαίτερα επιθυμητά χαρακτηριστικά, καθώς επιφέρει συντονισμένη και όχι ευρείας ζώνης ενίσχυση, περιορίζοντας έτσι τον θόρυβο που αναπόφευκτα υπεισέρχεται κατά τη διαδικασία

αυτή. Επίσης, σε καθεστώς διπλής εγκλειδώσεως, το κατ' ένταση διαμορφωμένο από το μικροκυματικό συχνοτικό πρότυπο οπτικό φέρον, αναπαράγεται στο μήκος κύματος εγκλειδώσεως του δεύτερου τρόπου. Ο αναγεννητής προσομοιώθηκε και υλοποιήθηκε πειραματικά. Η ενίσχυση στο μήκος κύματος μετάβασης ήταν επαρκής, ενώ αυξήθηκε και ο λόγος σβέσης του διαμορφωμένου οπτικού φέροντος στην έξοδο. Το δεύτερο μήκος κύματος επιστροφής τέθηκε σε ικανή φασματική απόσταση από το μεταδιδόμενο ώστε να επιτευχθεί ο διαχωρισμός του από πιθανές ανακλάσεις με κατάλληλο οπτικό φίλτρο. Ο βρόχος ελέγχου της φάσης υλοποιήθηκε με θερμικά ελεγχόμενη μμπομπίνα οπτικής ίνας. Επιτεύχθηκε διατήρηση της ευστάθειας του μεταδιδόμενου μικροκυματικού προτύπου σε χρόνους ολοκλήρωσης μεγαλύτερους των 10 sec, ενώ σε μικρότερους χρόνους η επιβάρυνση ήταν αμελητέα και προερχόταν από τη σταθερά χρόνου του βρόχου ελέγχου. Ο οπτικός αναγεννητής – μεταλλάκτης μήκους κύματος δοκιμάστηκε σε διπλή διαδοχική ζεύξη συνολικού μήκους 110 km, με το πρώτο τμήμα των 60 km να αποτελεί μέρος του εγκατεστημένου δικτύου οπτικών ινών. Επέδειξε τις αναγεννητικές του ιδιότητες βελτιώνοντας το βάθος διαμόρφωσης των κατ' ένταση διαμορφωμένων από το πρότυπο οπτικών φερόντων. Παρά τις ισχυρές ανακλάσεις και μεγάλες απώλειες που παρουσίαζε η εγκατεστημένη οπτική ίνα, κατορθώθηκε η υλοποίηση του βρόχου σταθεροποίησης του φασικού σφάλματος με βάση τη μεταλλαγή μήκους κύματος για το επιστρέφον σήμα.

Στο κεφάλαιο 6 και σε συνέχεια της έρευνας για τη βελτιστοποίηση των μεθόδων διόρθωσης της ολίσθησης φάσης σε ζεύξεις μετάδοσης μετ' επιστροφής, προτάθηκε μια νέα, οικονομική μέθοδος διπλασιασμού της συχνότητας του προτύπου. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, ότι οι επιπτώσεις του μη αντισταθμιζόμενου από το βρόχο ελέγχου προσθετικού φασικού θορύβου υποβαθμίζονται, όταν χρησιμοποιείται υψηλότερη συχνότητα προτύπου. Αυτό όμως απαιτεί πιο ακριβούς ηλεκτροπτικούς διαμορφωτές και φωτοδιόδους. Στην προτεινόμενη μέθοδο χρησιμοποιήθηκε ηλεκτροπτική διαμόρφωση πλάτους διπλής πλευρικής με καταργημένο φέρον. Έτσι, η συχνότητα που αναδεικνύεται στη φωτοδίοδο του δέκτη είναι διπλάσια της αρχικής, χωρίς να είναι αναγκαία η χρήση διαμορφωτή διπλάσιου εύρους ζώνης. Οι επιδόσεις σχετικής συχνοτικής ευστάθειας του συστήματος επιβεβαιώθηκαν πειραματικά. Επίσης, η μετάδοση της οπτικής φέρουσας μαζί με τις πλευρικές, όπως γίνεται στα κλασικά συστήματα, υπόκειται σε χωρικές διαλείψεις λόγω της διασποράς των μονότροπων οπτικών ινών. Η απόσταση μετάδοσης όπου παρατηρούνται διαλείψεις μειώνεται όσο αυξάνεται η συχνότητα διαμόρφωσης, δηλαδή η συχνότητα του προτύπου. Καταργώντας λοιπόν την οπτική φέρουσα, απαλείφεται το φαινόμενο αυτό και είναι δυνατόν να μεταδοθούν πολύ υψηλές συχνότητες προτύπων με ευεργετικές όπως αποδείχθηκε επιπτώσεις στην ευστάθεια. Μια ακόμα θετική επίπτωση από τη μετάδοση υψηλότερων συχνοτήτων είναι η μεγαλύτερη ευαισθησία που επιτυγχάνεται στη φασική σύγκριση που λαμβάνει χώρα στον πομπό για την ανάδειξη του φασικού σφάλματος.

Ως λογικό επακόλουθο της προηγούμενης μεθόδου, εξετάστηκε στο κεφάλαιο 7 αν θα ήταν εφικτή η μετάδοση χιλιοστομετρικών ή και στην περιοχή των THz συχνοτήτων αναφοράς. Η παραγωγή τόσο υψηλών συχνοτήτων υπερ-υψηλής ακρίβειας έχει καταστεί δυνατή χρησιμοποιώντας αυτο-αναφερόμενες οπτικές κτένες. Το πρόβλημα έγκειται στην οπτικοηλεκτρική μετατροπή τους στον δέκτη, καθώς το εύρος ζώνης των φωτοφωρατών είναι περιορισμένο. Επίσης, οι βαθμίδες ηλεκτρικών διαιρέτων συχνοτήτας που απαιτούνται για να μειωθούν οι συχνότητες αυτές σε διαχειρίσιμες τιμές, διαιρούν ταυτόχρονα και τον φασικό θόρυβο που επιβάλλεται κατά τη μετάδοση. Προσθέτουν όμως ικανό ενδογενή φασικό θόρυβο υποβαθμίζοντας την ευστάθεια. Προτάθηκε λοιπόν ένας οπτικοηλεκτρονικός διαιρέτης συχνοτήτων που δεν απαιτεί μεγάλου εύρους ζώνης εξαρτήματα, δεν εισάγει επιπλέον φασικό θόρυβο και είναι ικανός να υποβιβάσει τις υψηλές αυτές συχνότητες, διαιρώντας τις με κλασματικό λόγο.

Με τον τρόπο αυτό παρέχεται ευελιξία στην επιλογή της τελικής συχνότητας του λαμβανόμενου προτύπου, η οποία διατηρεί την ευστάθεια της υψηλής συχνότητας αναφοράς που μεταδόθηκε. Ο οπτικοηλεκτρονικός αυτός διαιρέτης δέχεται στην είσοδο του μια οπτική κτένα δύο απομακρυσμένων τόνων και γεφυρώνει το συχνοτικό χάσμα με διαμόρφωση πλάτους των δύο αυτών τόνων από τοπικά παραγόμενη χαμηλότερη συχνότητα. Η συμβολή των πλευρικών της διαμόρφωσης αναδεικνύει μια νέα συχνότητα η οποία είναι κλασματικό υποπολλαπλάσιο της τοπικά παραγόμενης στον δέκτη συχνότητας. Με κατάλληλη υποδιαίρεση και φασική σύγκριση υλοποιείται ένας βρόχος κλειδωμένης φάσης με τελικό αποτέλεσμα το κλείδωμα της χαμηλότερης συχνότητας στην συχνοτική απόσταση των δύο τόνων αναφοράς. Η ευστάθεια και ο χαμηλός φασικός θόρυβος της τοπικά στο δέκτη παραγόμενης συχνότητας πιστοποιήθηκε με πειραματικές μετρήσεις.

Ο οπτικοηλεκτρονικός κλασματικός διαιρέτης παρέχει επίσης τη δυνατότητα σύνθεσης μικροκυματικών και χιλιοστομετρικών συχνοτήτων, καθώς το οπτικό φάσμα στην έξοδο του οπτικοηλεκτρικού διαμορφωτή στον δέκτη περιέχει πλήθος πλευρικών. Η συμβολή αυτών των πλευρικών μεταξύ των ή και με τους τόνους αναφοράς σε φωτοδίοδο μεγάλου εύρους ζώνης, παράγει ηλεκτρικούς τόνους με συχνότητα ίση με τη διαφορά συχνοτήτων των τόνων που συνέβαλαν. Οι συχνότητες των οπτικών πλευρικών ρυθμίζονται από τον κλασματικό λόγο διαίρεσης της τοπικά παραγόμενης χαμηλότερης συχνότητας και μέσω αυτών ρυθμίζεται και η συχνότητα των παραγόμενων ηλεκτρικών. Το βήμα σύνθεσης μπορεί να γίνει ιδιαίτερα μικρό και επομένως παρέχει μεγάλη διακριτική ικανότητα στη σύνθεση χιλιοστομετρικών συχνοτήτων. Επίσης, σε αντίθεση με άλλες τεχνικές οπτικοηλεκτρικής σύνθεσης, όλες οι ενδιάμεσες συχνότητες που απαιτούνται για τη λειτουργία του συνθέτη είναι κλειδωμένες στην συχνοτική απόσταση των τόνων αναφοράς.

Στο κεφάλαιο 8 προτείνονται δύο μέθοδοι μονόδρομης μετάδοσης οπτικών κτενών με την ανίχνευση και διόρθωση του φασικού σφάλματος αποκλειστικά στο δέκτη. Όπως ήδη αναφέρθηκε στην παράγραφο 3.8, τέτοια συστήματα μονόδρομης μετάδοσης, με την έννοια ότι δεν απαιτείται σήμα επιστροφής, βασίζονται στην εξάρτηση της διασποράς των οπτικών ινών από τη θερμοκρασία. Το πρόβλημα με την τεχνική αυτή είναι η κατά τάξεις μεγέθους χαμηλότερη ευαισθησία της. Η ευαισθησία βελτιώνεται δραματικά με την αύξηση της συχνότητας του προτύπου και της συχνοτικής απόστασης των οπτικών φερόντων. Γίνεται δε συγκρίσιμη με αυτή της αμφίδρομης μετάδοσης όταν συγκριθούν φασικά οπτικές και όχι μικροκυματικές συχνότητες. Ενώ όμως οι μικροκυματικές συχνότητες που επιβαίνουν σε οπτικά φέροντα μπορούν εύκολα να αναδειχθούν στις φωτοδιόδους του δέκτη, οι απομακρυσμένες οπτικές συχνότητες δεν μπορούν φασικά να συγκριθούν απευθείας. Θα πρέπει να γεφυρωθεί το συχνοτικό χάσμα μεταξύ των και για το σκοπό αυτό στα πλαίσια της διατριβής προτάθηκαν δύο λύσεις. Η πρώτη μεταδίδει μια οπτική κτένα αποτελούμενη από τρεις τόνους απομακρυσμένους κατά λίγα nm. Στο δέκτη, οι τόνοι εισέρχονται σε οπτικό ενισχυτή ευαίσθητο στη φάση. Η φασική σχέση μεταξύ των τόνων επιδρά στο κέρδος του παραμετρικού αυτού ενισχυτή ο οποίος μεταφράζει τη σχετική φασική μεταβολή που επιβάλλεται κατά τη μετάδοση λόγω μεταβολής της θερμοκρασίας της ίνας σε μεταβολή της ισχύος των δύο ακραίων τόνων. Αναδεικνύεται έτσι το φασικό σφάλμα και πειραματικά επιτυγχάνεται ευαισθησία της τάξης των 0,62 rad/K. Επειδή ο ευαίσθητος στη φάση παραμετρικός ενισχυτής βασίζεται σε μη γραμμικά φαινόμενα, η ισχύς που απαιτείται για να επιτευχθεί η απαιτούμενη ευαισθησία είναι υψηλή. Η δεύτερη μέθοδος που προτείνεται εκπέμπει τους ίδιους τρεις συχνοτικά ισαπέχοντες τόνους και γεφυρώνει το χάσμα στο δέκτη διαμορφώνοντας το μεσαίο τόνο με διαμόρφωση φάσης υψηλού βάθους. Η διαμορφούσα συχνότητα παράγεται τοπικά στο δέκτη και δεν χρειάζεται να είναι υψηλής ευστάθειας καθώς ο φασικός της θόρυβος εμφανίζεται ως

θόρυβος κοινού τρόπου στη φασική σύγκριση, όπως αποδεικνύεται μετά από σχετική ανάλυση. Οι πλευρικές του μεσαίου τόνου, έχοντας γεφυρώσει το συχνοτικό χάσμα, συμβάλλουν με τους ακραίους της κτένας αναφοράς και αποδίδουν δύο ίσες χαμηλές ηλεκτρικές συχνότητες των οποίων η διαφορά φάσης μεταβάλλεται με τη θερμοκρασία. Η φασική σύγκριση των δύο αυτών συχνοτήτων αναδεικνύει το φασικό σφάλμα. Η ευαισθησία του προτεινόμενου συστήματος είναι ταυτόσημη με αυτή του ευαίσθητου στη φάση οπτικού ενισχυτή, χρησιμοποιώντας όμως κατά πολύ χαμηλότερη οπτική ισχύ, μιας και δε βασίζεται σε μη γραμμικά φαινόμενα.

Τέλος, στο κεφάλαιο 9 ανακεφαλαιώνονται συνοπτικά οι λύσεις που αναπτύχθηκαν στα πλαίσια της διατριβής και αναφέρονται τα μελλοντικά ερευνητικά θέματα, δίνοντας ιδιαίτερη έμφαση στις μονόδρομες τεχνικές και την ενσωμάτωσή τους στο συγχρονισμό και τη σταθεροποίηση των κβαντικών δικτύων.

3.10 Συμπεράσματα

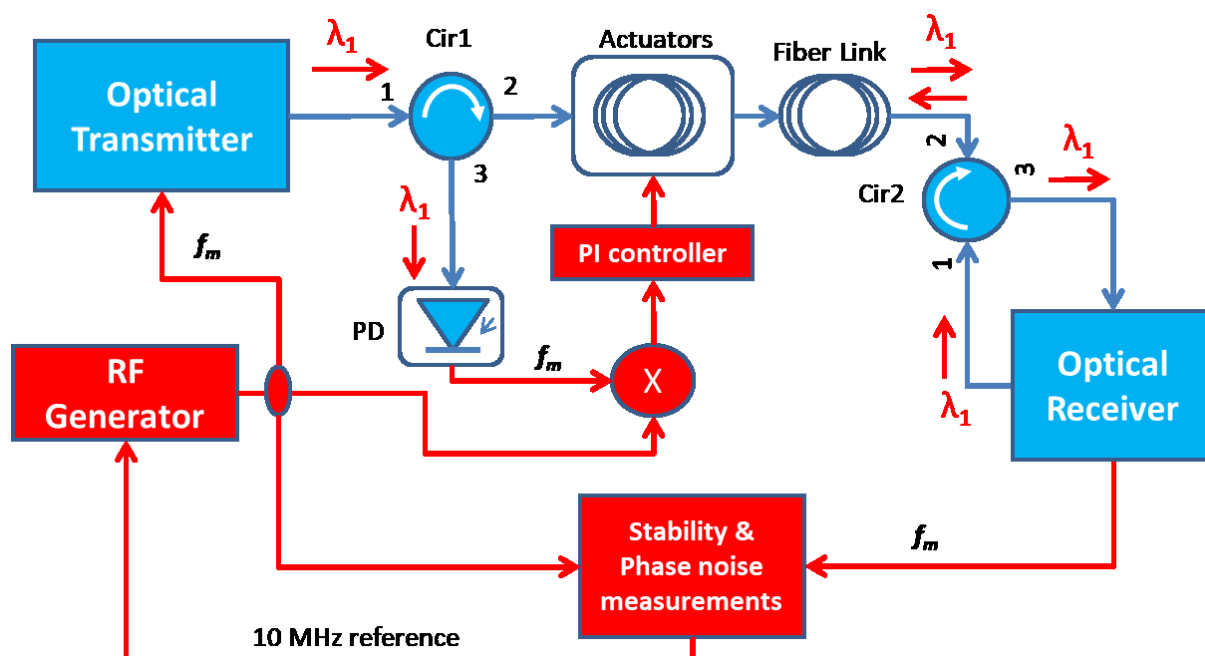
Στο κεφάλαιο αυτό έγινε βιβλιογραφική έρευνα για τις μεθόδους διανομής συχνοτικών προτύπων με οπτικές ίνες. Αρχικά παρουσιάστηκαν οι θεμελιώδεις και τεχνικοί περιορισμοί που επιβάλλονται από το μέσο μετάδοσης και στη συνέχεια οι οπτικές τεχνικές διευκρίνησης φάσης και αντιστάθμισης του φασικού θορύβου. Παρουσιάστηκε το ευρέως διαδεδομένο σύστημα διευκρίνησης φάσης σε ζεύξη με επιστροφή, οι διαδικασίες επιβολής θορύβου και η επίδρασή του εύρους ζώνης και της δυναμικής περιοχής στην ανίχνευση και διόρθωση των φασικών σφαλμάτων κατά τη μετάδοση. Στη συνέχεια παρουσιάστηκαν διάφορα πειραματικά σχήματα μετάδοσης συχνοτικών προτύπων όπως είναι η μετάδοση ηλεκτρικών μικροκυματικών προτύπων με άμεση και εξωτερική διαμόρφωση laser συνεχούς κύματος, η μετάδοση οπτικών συχνοτικών προτύπων και η μετάδοση με οπτικές κτένες. Ειδικά για τη μετάδοση συχνοτικών προτύπων με οπτικές κτένες μελετήθηκαν οι επιπτώσεις της διασποράς και η μέθοδος αντιστάθμισης των φασικών διαταραχών επεμβαίνοντας στην καθυστέρηση ομάδας. Παρουσιάστηκαν επίσης συστήματα μονόδρομης μετάδοσης και ανίχνευσης του φασικού σφάλματος στο δέκτη. Τέλος, αναφέρθηκαν τα προβλήματα που αντιμετωπίστηκαν και οι λύσεις που προτάθηκαν στα πλαίσια της διατριβής.

4. ΒΑΣΙΚΟ ΣΥΣΤΗΜΑ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΚΑΙ ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΑΚΕΣ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ

Η πειραματική μελέτη των προταθέντων στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής λύσεων πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο οπτικών επικοινωνιών του τμήματος πληροφορικής και τηλεπικοινωνιών του ΕΚΠΑ. Για το σκοπό αυτό, το εργαστήριο εξοπλίστηκε με διατάξεις παραγωγής μικροκυματικών προτύπων, μέτρησης της συχνοτικής ευστάθειας και αντιστάθμισης των φασικών διαταραχών. Στη συνέχεια θα περιγραφούν οι διατάξεις αυτές καθώς και το βασικό εργαστηριακό σχήμα αναφοράς.

4.1 Βασικό σύστημα αμφίδρομης μετάδοσης και σταθεροποίησης

Η πειραματική μελέτη των λύσεων που προτείνονται στην παρούσα διατριβή απαιτεί την υλοποίηση διαφόρων διατάξεων. Για το λόγο αυτό σχεδιάστηκαν και υλοποιήθηκαν τα απαραίτητα υποσυστήματα για τις μετρήσεις των επιδόσεων των υπό μελέτη λύσεων. Αρχικά, υλοποιήθηκε ένα βασικό σύστημα μετάδοσης μικροκυματικών προτύπων συχνότητας μέσα από οπτική ίνα, με παράλληλη αντιστάθμιση του φασικού θορύβου που συσσωρεύεται στη ζεύξη. Τα δομικά στοιχεία του παρουσιάζονται στο σχήμα 4.1.



Σχήμα 4.1: Η δομή ενός βασικού συστήματος αμφίδρομης μετάδοσης μικροκυματικού προτύπου συχνότητας με αντιστάθμιση του φασικού θορύβου.

Κατ' αρχήν, η γένεση του μικροκυματικού προτύπου συχνότητας f_m με τα κατάλληλα χαρακτηριστικά ακρίβειας και ευστάθειας ανατίθεται σε μια γεννήτρια μικροκυμάτων (RF generator). Για την εξασφάλιση ικανών επιδόσεων, η γεννήτρια αυτή θα πρέπει να εγκλειδώνεται σε συχνοτική αναφορά υψηλής ακρίβειας και καθαρότητας. Στη συνέχεια, η έξοδος της γεννήτριας μικροκυμάτων οδηγείται στον οπτικό πομπό (optical transmitter), όπου το παραγόμενο συνήθως από διοδικό laser μήκος κύματος λ_1 διαμορφώνεται κατ' ένταση (IM) από το πρότυπο. Το διαμορφωμένο οπτικό σήμα οδεύει μέσω του κυκλοφορητή Cir1 προς τους ενεργοποιητές αντιστάθμισης. Όπως αναλύθηκε στην παράγραφο 3.3.1, οι ενεργοποιητές δρουν τόσο στο σήμα μετάβασης όπως και επιστροφής. Στη συνέχεια, το οπτικό σήμα διαδίδεται στην ίνα μετάδοσης και μέσω του κυκλοφορητή Cir2 φθάνει στον οπτικό δέκτη (optical receiver). Ένα μέρος του λαμβανόμενου σήματος οδηγείται σε φωτοδίοδο η οποία αναδεικνύει το μικροκυματικό πρότυπο, ενώ το υπόλοιπο οδηγείται μέσω του Cir2 πίσω προς τον πομπό. Το σήμα επιστροφής περιέχει το φασικό θόρυβο που συσσωρεύτηκε τόσο κατά τη μετάβαση όσο

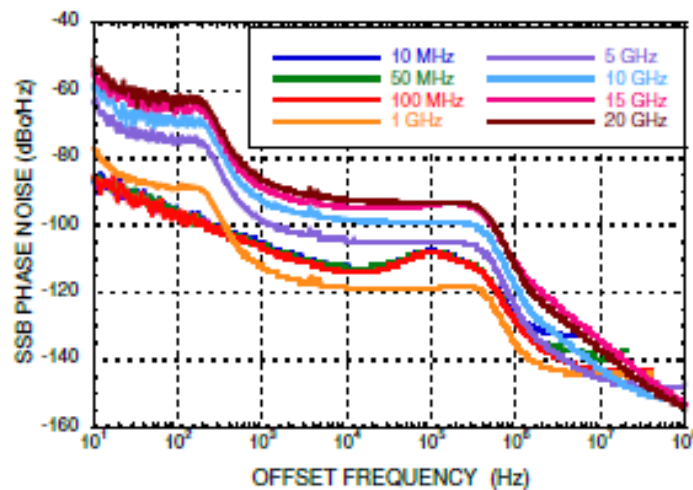
και κατά την επιστροφή και αφού διέλθει από τον κυκλοφορητή Cir1 οδηγείται σε φωτοδίοδο (PD). Η έξοδος της φωτοδίοδου είναι το υποβαθμισμένο από το θόρυβο αντίτυπο του προτύπου και η φασική σύγκρισή του με το αρχικό πρότυπο αναδεικνύει το σήμα σφάλματος. Το τελευταίο οδηγείται σε αναλογικό – ολοκληρωτικό ελεγκτή (PI controller), η έξοδος του οποίου ελέγχει τους ενεργοποιητές αντιστάθμισης του φασικού σφάλματος με στόχο την εκμηδένιση των φασικών ολισθήσεων.

Στις επόμενες παραγράφους θα περιγραφούν διεξοδικά τα διάφορα υποσυστήματα που σχεδιάστηκαν και αναπτύχθηκαν στο εργαστήριο, το ολοκληρωμένο σύστημα μετάδοσης με αντιστάθμιση, καθώς και οι μετρητικές διατάξεις.

4.2 Παραγωγή μικροκυματικών συχνοτικών προτύπων

Για την παραγωγή μικροκυματικών συχνοτικών προτύπων χρησιμοποιήθηκε η γεννήτρια HMC-T2220 της εταιρείας Hittite. Πρόκειται για έναν ημιτονικό ταλαντωτή με δυνατότητα παραγωγής συχνοτήτων από 10 MHz έως 20 GHz και ιδιαίτερα υψηλή ισχύ εξόδου, έως +28 dBm στο 1 GHz. Τα παρασιτικά παράγωγα είναι -70 dBc στους 10 GHz και εμφανίζει χαμηλό φασικό θόρυβο μονής πλευρικής -98 dBc/Hz σε 10 kHz απόσταση από φέρον των 10 GHz [155]. Στο σχήμα 4.2 απεικονίζονται οι επιδόσεις φασικού θορύβου μονής πλευρικής της γεννήτριας για διάφορες συχνότητες φέροντος. Παρατηρούνται τα χαρακτηριστικά επίπεδα τμήματα που οφείλονται στους βρόχους εγκλειδωσης φάσης του οργάνου.

SSB Phase Noise vs. Frequency



Σχήμα 4.2: Ο φασικός θόρυβος της HMC-T2220 σε διάφορες συχνότητες, από την αναφορά [155].

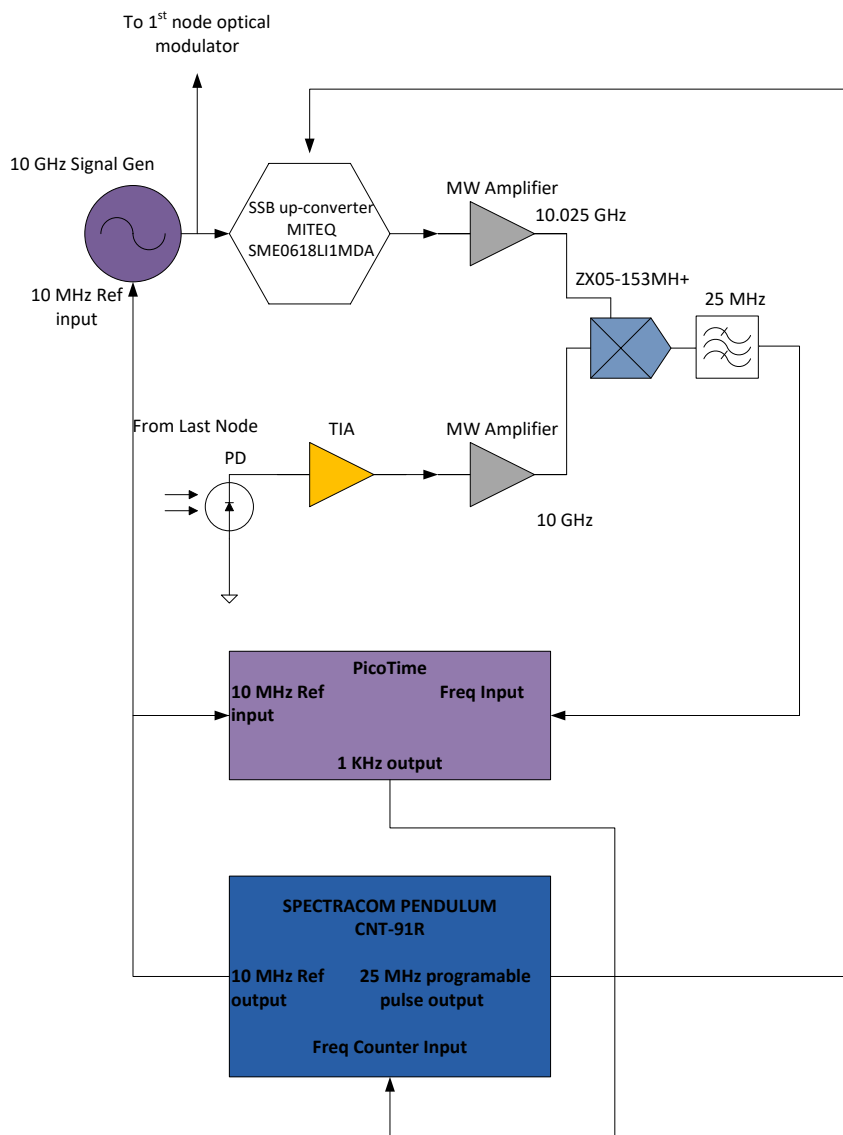
Όμως οι ικανοποιητικές επιδόσεις της γεννήτριας σε σχέση με το φασικό θόρυβο δεν εξασφαλίζουν την ευστάθειά της σε μεγάλους χρόνους, η οποία χαρακτηρίζεται από την απόκλιση Allan, καθώς και την ακρίβειά της. Στο φύλλο δεδομένων του κατασκευαστή δίνεται ακρίβεια 1,5 μέρη στο εκατομμύριο αν χρησιμοποιηθεί η εσωτερική πηγή αναφοράς. Για να βελτιωθεί η ακρίβεια και η ευστάθεια του παραγόμενου προτύπου συνδέθηκε στην κατάλληλη υποδοχή της γεννήτριας εξωτερική πηγή αναφοράς 10 MHz, προερχόμενη από συχνοτικό πρότυπο ρουβιδίου που περιέχεται στο συχνόμετρο Pendulum CNT-91R της Spectracom. Οι επιδόσεις της αναφοράς αυτής θα δοθούν στην επόμενη παράγραφο.

Θα πρέπει να σημειωθεί πως προτιμήθηκε η συγκεκριμένη μέθοδος παραγωγής προτύπων η οποία υπολείπεται σε επιδόσεις φασικού θορύβου σε σχέση με θερμικά σταθεροποιημένους κρυσταλλικούς ταλαντωτές, όπου η αντίστοιχη καμπύλη του

σχήματος 4.2 εμφανίζει μια γραμμική φθίνουσα πορεία, γιατί αφενός δίνει τη δυνατότητα παραγωγής οποιασδήποτε τιμής συχνότητας στα όρια λειτουργίας της γεννήτριας, αφετέρου εμφανίζει καλύτερη ευστάθεια στους μεγάλους χρόνους, λόγω της πρόσδεσης στην αναφορά Ρουβιδίου.

4.3 Συστήματα μέτρησης της απόκλισης Allan και του φασικού θορύβου

Για τη μέτρηση της ευστάθειας του μεταδιδόμενου όσο και του λαμβανόμενου μικροκυματικού προτύπου, χρησιμοποιήθηκαν δύο μέθοδοι. Μια για τη μέτρηση της απόλυτης ευστάθειας και μια για τη μέτρηση της σχετικής με την αναφορά ευστάθειας.



Σχήμα 4.3: Το ετερόδυνο σύστημα που υλοποιήθηκε για τη μέτρηση συχνότητας και φάσης. Το σήμα της γεννήτριας αναφοράς υφίσταται συχνοτική μετάθεση SSB κατά 25 MHz και συμβάλει με το σήμα επιστροφής που ανιχνεύει η φωτοδίοδος (PD) σε μικροκυματικό μίκτη. Το αποτέλεσμα της μίξης έχει συχνότητα 25 MHz επίσης και μεταφέρει το φασικό σφάλμα στη μετάδοση μετ' επιστροφής μέσα από την οπτική ίνα. Αφού φιλτραριστεί κατάλληλα, το σήμα αυτό οδηγείται στο συχνόμετρο CNT-91R ή τον ετεροδυνωτή PicoTime, όπου αναλύεται και εξάγεται η απόκλιση Allan.

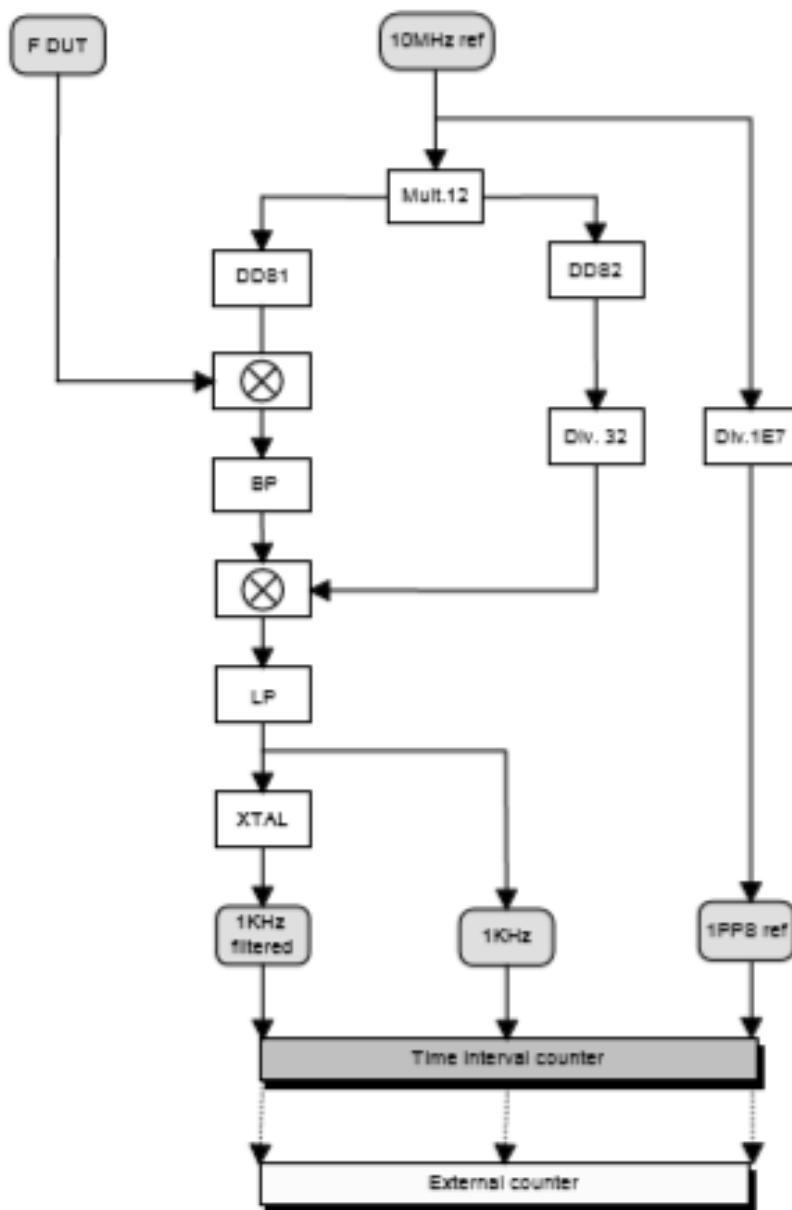
Για την απόλυτη μέτρηση χρησιμοποιήθηκε το συχνόμετρο CNT-91R. Πρόκειται για συχνόμετρο υψηλής χρονικής διακριτικής ικανότητας 50 ps, η οποία αποδίδει 12 σημαντικά ψηφία στη μέτρηση συχνότητας με χρόνο πύλης 1 s [156]. Σαν αναφορά διαθέτει ενσωματωμένο ατομικό ρολόι Ρουβιδίου και συνολικά 14 ψηφία μέτρησης.

Διαθέτει τρεις εισόδους μέτρησης συχνότητας, εκ των οποίων οι δύο πρώτες μπορούν να χειριστούν συχνότητες από 0,002 Hz έως 400 MHz, ενώ η τρίτη από 250 MHz έως 20 GHz. Η απόκλιση Allan είναι μικρότερη από $1 \cdot 10^{-11}$ για χρόνους ολοκλήρωσης 1 s και 10 s και απαιτούνται περίπου 12 min προθέρμανσης του οργάνου.

Για σχετικές ως προς την αναφορά Ρουβιδίου μετρήσεις, υιοθετήθηκαν δύο σχήματα, ένα ετερόδυνο σχήμα για τη μέτρηση συχνότητας – φάσης και ένα ομόδυνο για τη μέτρηση φάσης. Για τη μέτρηση συχνότητας - φάσης επινοήθηκε και υλοποιήθηκε το ετερόδυνο σύστημα που εμφανίζεται στο σχήμα 4.3. Βασίζεται στην μετάθεση κατά μερικά MHz της συχνότητας της μικροκυματικής αναφοράς, η οποία έχει ενδεικτική τιμή 10 GHz, και τη μίξη της με το επιστρέφον σήμα από τον απομακρυσμένο δέκτη. Η μετάθεση πραγματοποιείται με το μίκτη μονής πλευρικής ζώνης (SSB) τύπου SME0618LI1MDA της MITEQ . Ο μίκτης αυτός λειτουργεί σε συχνότητες RF από 6 έως 18 GHz και οι τιμές ενδιάμεσης συχνότητας που δέχεται εκτείνονται από 20 έως 30 MHz. Όπως φαίνεται στο σχήμα 4.3, το συχνοτικό πρότυπο των 10 GHz που παράγει η προσδεμένη στην αναφορά 10 MHz του ρολογιού ρουβιδίου γεννήτρια Hittite, οδηγείται στον ηλεκτροπτικό διαμορφωτή για αποστολή προς το δέκτη. Η συχνότητα του προτύπου των 10 GHz επιστρέφει στον πομπό αφού έχει υποστεί την επίδραση του φασικού θορύβου κατά τη μετάδοση στην οπτική ίνα. Ταυτόχρονα, το πρότυπο υπόκειται σε μετάθεση άνω πλευρικής ζώνης κατά 25 MHz στον πομπό, με τελική τιμή 10,025 GHz. Η συχνότητα μετάθεσης των 25 MHz εμπίπτει στο εύρος ζώνης εισόδου του διαμορφωτή SSB και παράγεται από κατάλληλη προγραμματιζόμενη έξοδο τετραγωνικών παλμών του συχνομέτρου CNT-91R, διατηρώντας την ευστάθεια και ακρίβεια της αναφοράς ρουβιδίου. Η συμβολή του συχνοτικά μετατεθειμένου προτύπου των 10,025 GHz με το σήμα επιστροφής στο μικροκυματικό μίκτη ZX05-153MH+ της Minicircuits αναδεικνύει τη συχνότητα μετάθεσης των 25 MHz, η οποία μεταφέρει όλο το φασικό θόρυβο από το σήμα επιστροφής. Μετά από ενίσχυση και διέλευση από βαθυπερατό φίλτρο συχνότητας αποκοπής 100 MHz ώστε να απομακρυνθούν ανεπιθύμητα παράγωγα μίξης, η συχνότητα των 25 MHz οδηγείται στο συχνόμετρο PicoTime της SpectraTime. Το συχνόμετρο αυτό δέχεται στην είσοδό του συχνότητες από 1 έως 30 MHz και πραγματοποιεί εσωτερικές ετεροδυνώσεις με κατάλληλους τοπικούς ταλαντωτές άμεσης ψηφιακής σύνθεσης (DDS) ώστε να μεταθέσει τη συχνότητα εισόδου του όσο το δυνατόν εγγύτερα στο 1 KHz [157].

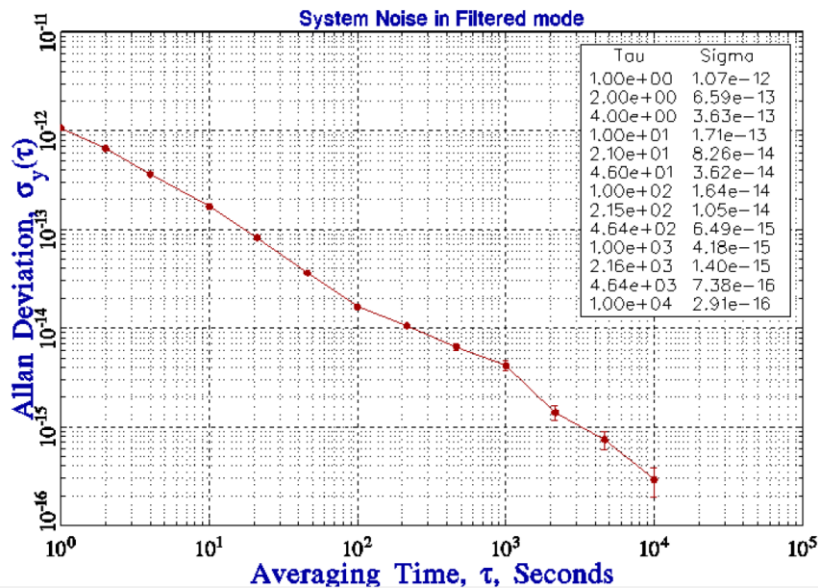
Η ετεροδύνωση είναι γραμμική λειτουργία και έτσι δεν επηρεάζει το φασικό θόρυβο του αρχικού σήματος αν υποθεθεί ότι οι ταλαντωτές του ετερόδυνου είναι ιδανικοί. Άλλωστε, με αντίστοιχη λογική πραγματοποιήθηκε η μείωση της συχνότητας του προτύπου από τα 10 GHz στα 25 MHz. Το δομικό διάγραμμα του οργάνου φαίνεται στο σχήμα 4.4. Μετά από δύο διαδοχικές ετεροδυνώσεις, η συχνότητα εισόδου μειώνεται περί το 1 kHz και στη συνέχεια μετράται με πολύ υψηλή ακρίβεια ή εναλλακτικά διατίθεται στην έξοδο του οργάνου για να μετρηθεί από εξωτερικό συχνόμετρο. Ο υποβιβασμός της συχνότητας μέτρησης χωρίς όμως την αντίστοιχη μείωση του φασικού θορύβου που μεταφέρει η αρχική συχνότητα είναι ιδιαίτερα επιθυμητός, καθώς η διακριτική ικανότητα του οργάνου πολλαπλασιάζεται κατά παράγοντα αντίστοιχο του λόγου των δύο συχνοτήτων, $10 \text{ GHz} / 1 \text{ kHz} = 10^7$. Έτσι, για ένα συχνόμετρο δώδεκα ψηφίων σε συγκεκριμένο χρόνο πύλης, η διακριτική ικανότητα στα 10 GHz είναι 10 mHz ενώ στο 1 kHz είναι μόλις 1 nHz. Για να μην επιβαρυνθεί αισθητά το σήμα εισόδου με θόρυβο από τους ταλαντωτές ετεροδύνωσης, θα πρέπει αυτοί να είναι πολύ καλής ποιότητας και συγχρονισμένοι με κάποιο πρότυπο. Επίσης, ο φασικός θόρυβος που αναπόφευκτα θα προσθέσουν, θα πρέπει να είναι συσχετισμένος με αυτόν του συχνοτικού προτύπου ώστε να μπορεί εύκολα να αναιρεθεί σε μια διαφορική μέτρηση. Για τους λόγους αυτούς, η είσοδος της συχνότητας αναφοράς 10 MHz του PicoTime συνδέεται στην έξοδο αναφοράς του CNT-91R που προέρχεται από το ατομικό ρολόι ρουβιδίου.

Επίσης, διατίθενται δύο επιλογές μέτρησης σχετικά με το εύρος ζώνης του θορύβου: μια μεγάλου εύρους ζώνης αρκετών εκατοντάδων kHz και μια με πολύ στενό εύρος, περίπου 1 Hz.



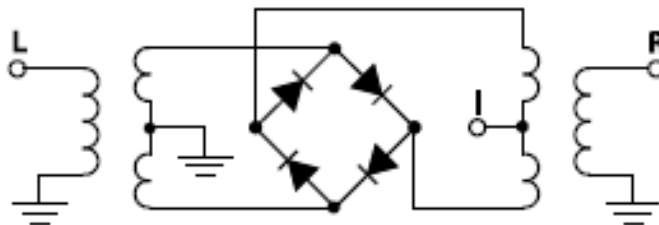
Σχήμα 4.4: Το δομικό διάγραμμα του PicoTime [151]. Μετά από δύο διαδοχικές ετεροδυνώσεις, η συχνότητα εισόδου μειώνεται περί το 1 kHz και στη συνέχεια μετράται με πολύ υψηλή ακρίβεια.

Το PicoTime χρησιμοποιεί λογισμικό μέτρησης της απόκλισης Allan ή μπορεί να συνδεθεί εξωτερικά με το CNT-91R, το οποίο θα μετρά την έξοδο 1 kHz, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.3. Το επίπεδο θορύβου στη μέτρηση της απόκλισης Allan του PicoTime φαίνεται στο σχήμα 4.5. Στο σχήμα αυτό μετράται η ίδια η αναφορά των 10 MHz, η οποία προέρχεται από την αντίστοιχη έξοδο του CNT-91R.



Σχήμα 4.5: Η απόκλιση Allan που αντιστοιχεί στο υπόβαθρο θορύβου του PicoTime [157].

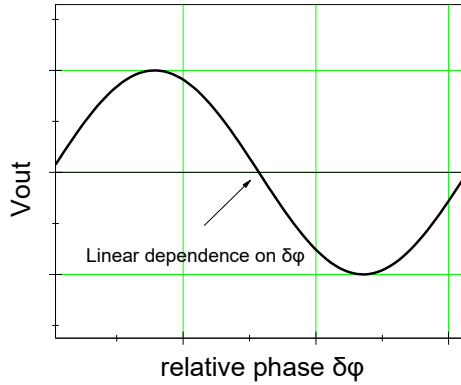
Το ομόδυνο σχήμα για σχετικές ως προς την αναφορά μετρήσεις φάσης γίνεται με τη μίξη – πολλαπλασιασμό στο πεδίο του χρόνου – των δύο σημάτων ίδιας συχνότητας, του εκπεμπόμενου προτύπου και του σήματος επιστροφής από το δέκτη. Ο πολλαπλασιασμός των σημάτων πραγματοποιείται με διπλά ισοσταθμισμένο μίκτη, τον ZX05-153MH+ της Minicircuits, το κυκλωματικό διάγραμμα του οποίου φαίνεται στο σχήμα 4.6. Η διπλή ισοστάθμιση αναφέρεται στην απομόνωση των εισόδων RF (R) και τοπικού ταλαντωτή (L) από την έξοδο ενδιάμεσης συχνότητας. Στο συγκεκριμένο μίκτη, η έξοδος ενδιάμεσης συχνότητας αποκρίνεται στο συνεχές, οπότε είναι δυνατή η ομόδυνη μίξη των δύο ίσων συχνότητων και η ανάδειξη συνεχούς τάσης στην έξοδο που είναι συνάρτηση της διαφοράς φάσης μεταξύ των.



Σχήμα 4.6: Ο διπλά ισοσταθμισμένος μίκτης ZX05-153MH+ της Minicircuits.

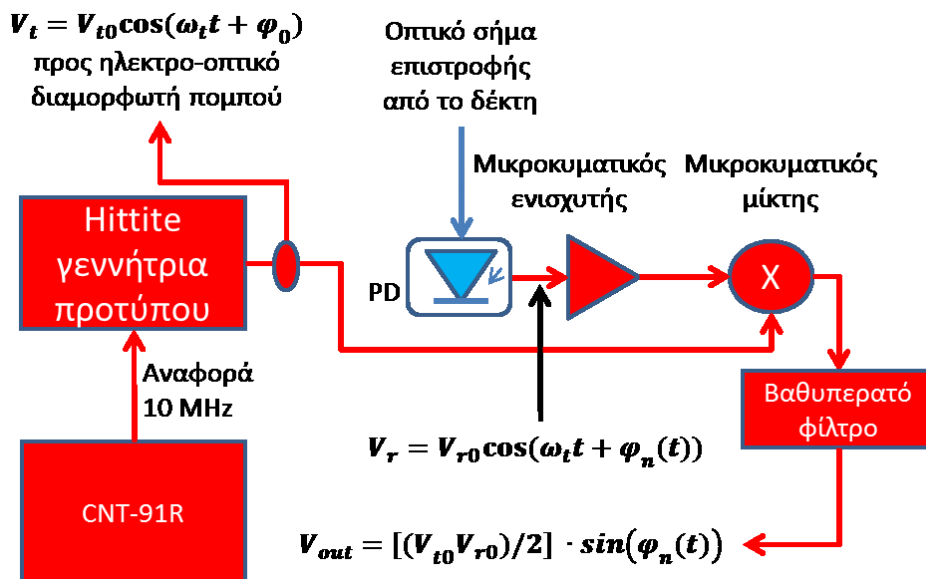
Αν το εκπεμπόμενο πρότυπο αποδίδει τάση V_t στην είσοδο τοπικού ταλαντωτή (L) με $V_t = V_{t0} \cos(\omega_t t + \varphi_0)$ και το επιβαρυνμένο από το φασικό θόρυβο $\varphi_n(t)$ της μετάδοσης επιστρέφον σήμα από τον απομακρυσμένο κόμβο – δέκτη είναι $V_r = V_{r0} \cos(\omega_t t + \varphi_n(t))$, μετά την οπτικο-ηλεκτρική μετατροπή και επιβάλλεται στην είσοδο ραδιοσυχνότητας (R) του μίκτη, τότε το σήμα στην έξοδο ενδιάμεσης συχνότητας (I) μπορεί να γραφεί ως $V_{out} = V_{t0} \cos(\omega_t t + \varphi_0) \cdot V_{r0} \cos(\omega_t t + \varphi_n(t))$ και τελικά $V_{out} = [(V_{t0} V_{r0})/2] \cdot [\cos(\varphi_0 - \varphi_n(t)) + \cos(2\omega_t t)]$. Μετά τη διέλευση από βαθυπερατό φίλτρο όπου αποκόπτεται ο όρος διπλάσιας συχνότητας $\cos(2\omega_t t)$, η φιλτραρισμένη τάση εξόδου του μίκτη μπορεί να γραφεί ως $V_{out} = [(V_{t0} V_{r0})/2] \cdot \cos(\varphi_0 - \varphi_n(t))$. Η αρχική φάση φ_0 του εκπεμπόμενου σήματος θα πρέπει να είναι ρυθμιζόμενη ώστε η τάση εξόδου να παρουσιάζει τη μέγιστη ευαισθησία στο φασικό θόρυβο $\varphi_n(t)$. Αυτό συμβαίνει όταν η παράγωγος $\partial V_{out} / \partial \varphi_0 = [-(V_{t0} V_{r0})/2] \cdot \sin(\varphi_0)$ γίνεται κατ' απόλυτη τιμή μέγιστη, δηλαδή $\varphi_0 = \pi/2$, και τότε $V_{out} = [(V_{t0} V_{r0})/2] \cdot \sin(\varphi_n(t))$. Η αρχική φάση φ_0 ρυθμίζεται στο πείραμα με μεταβλητή μικροκυματική γραμμή καθυστέρησης, ώστε να μηδενιστεί η συνεχής τάση εξόδου του μίκτη και να παραμείνει μόνο η μεταβαλλόμενη

συνιστώσα σαν συνάρτηση του φασικού σφάλματος $\varphi_n(t)$. Η ίδια μέθοδος χρησιμοποιείται και στο διευκρινιστή φασικού θορύβου για την οδήγηση των ενεργοποιητών. Εκεί, αν υποθεθεί πως το σύστημα ελέγχου είναι στιβαρό και κρατά το φασικό σφάλμα $\varphi_n(t)$ σε πολύ χαμηλές τιμές, τότε $\varphi_n(t) \cong \sin(\varphi_n(t))$ και η τάση εξόδου του μίκτη - διευκρινιστή είναι ανάλογη του φασικού σφάλματος $V_{out} \cong [(V_{t0} V_{r0})/2] \cdot \varphi_n(t)$. Η απόκριση του φασικού συγκριτή απεικονίζεται στο σχήμα 4.7. Στο σχήμα καταδεικνύεται η κατά προσέγγιση γραμμική εξάρτηση της τάσης εξόδου από μικρές τιμές του φασικού σφάλματος.



Σχήμα 4.7: Η απόκριση του μικροκυματικού φασικού συγκριτή.

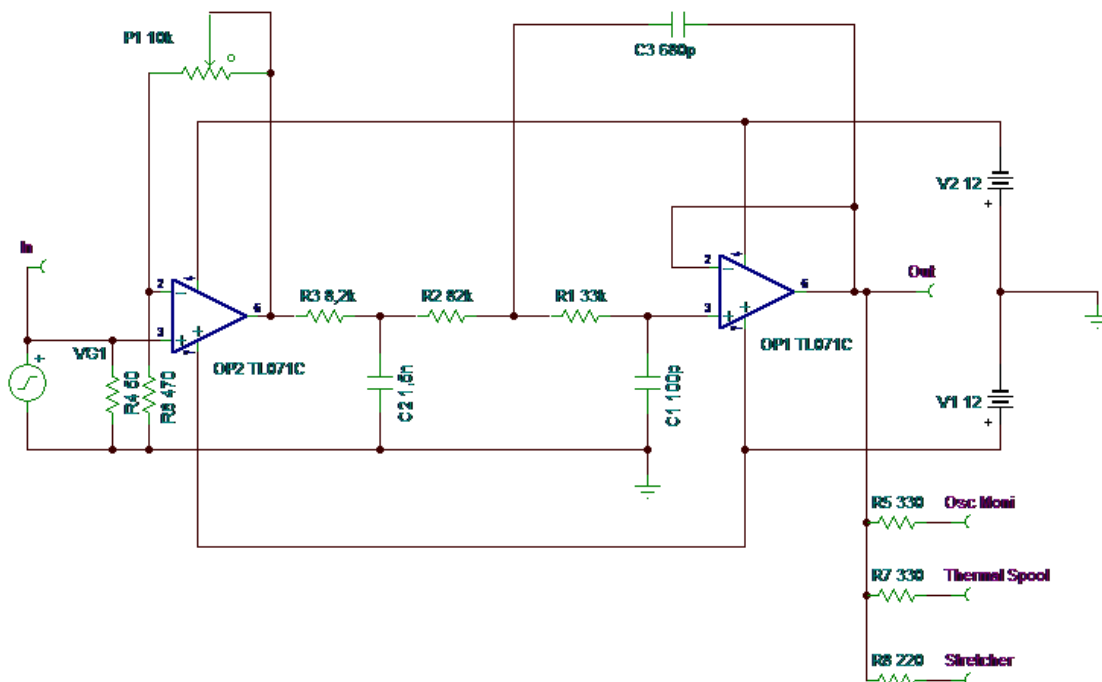
Το δομικό διάγραμμα του ομόδунου συστήματος μέτρησης του φασικού σφάλματος φαίνεται στο σχήμα 4.8. Η τάση εξόδου V_{out} του φασικού διευκρινιστή μετράται με ψηφιακό παλμογράφο ή ηλεκτρονικό πολύμετρο. Ο ψηφιακός παλμογράφος ενδείκνυται για μέτρηση του φασικού θορύβου μονής πλευρικής, αφού μπορεί να δειγματοληπτεί το σήμα σφάλματος με μεγάλη συχνότητα, ενώ το πολύμετρο για μετρήσεις της απόκλισης Allan σε μεγάλους χρόνους ολοκλήρωσης. Το φασικό σφάλμα υπολογίζεται ως $\varphi_n(t) = \arcsin[V_{out}/(V_{t0}V_{r0})/2]$ ή $\varphi_n(t) = [V_{out}/(V_{t0}V_{r0})/2]$ αν το σφάλμα περιορίζεται από το βρόχο ελέγχου σε χαμηλές τιμές. Θα πρέπει να σημειωθεί πως οι μετρήσεις με το ομόδунο σχήμα πρέπει να λαμβάνουν υπόψη την αναδίπλωση φάσης, όταν το φασικό σφάλμα ξεπεράσει τα 2π. Η παράμετρος αυτή δυσκολεύει τη χρήση του συστήματος για μετρήσεις ανοικτού βρόχου σε μεγάλους χρόνους.



Σχήμα 4.8: Ομόδунο σύστημα μέτρησης του φασικού σφάλματος.

4.4 Ενεργοποιητές αντιστάθμισης φασικού σφάλματος

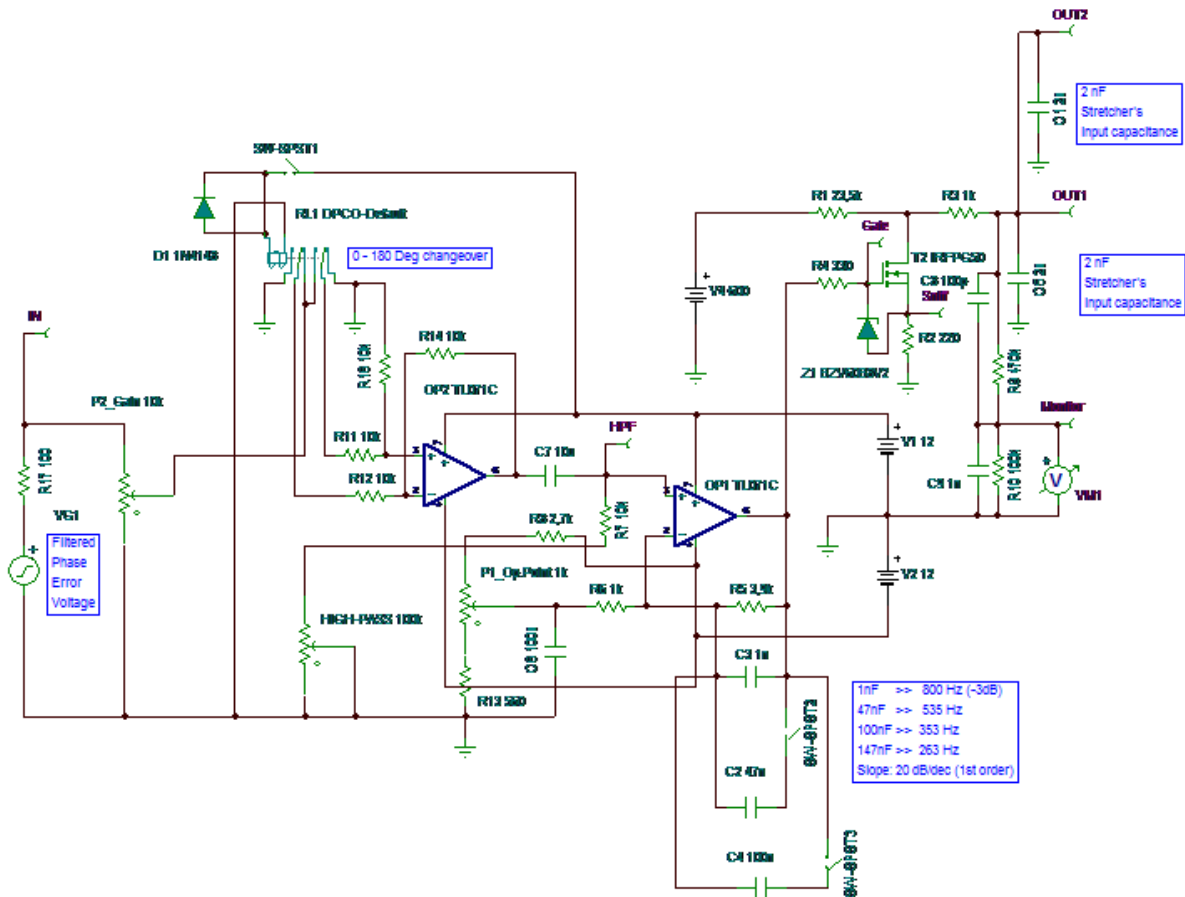
Το φασικό σφάλμα που εκτιμάται με τις μεθόδους που αναφέρθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο, χρησιμοποιείται σαν είσοδος σε κατάλληλους ενεργοποιητές που επιτυγχάνουν την αντιστάθμισή του και επομένως την μετάδοση σταθερού συχνοτικού προτύπου στο δέκτη. Οι ενεργοποιητές που χρησιμοποιήθηκαν στα πειράματα της διατριβής σχεδιάστηκαν και κατασκευάστηκαν στο εργαστήριο. Πρόκειται για έναν οδηγό πιεζοηλεκτρικού εντατήρα οπτικής ίνας και έναν ελεγχόμενο φούρνο στον οποίο τοποθετείται μια μπομπίνα οπτικής ίνας. Παράλληλα, στον οδηγό του πιεζοηλεκτρικού εντατήρα ενσωματώθηκαν ενισχυτές χαμηλής συχνότητας και φίλτρα που προετοιμάζουν το σήμα σφάλματος για να οδηγηθεί στους ενεργοποιητές. Το κυκλωματικό διάγραμμα του προενισχυτή – φίλτρου φαίνεται στο σχήμα 4.9. Η έξοδος ενδιάμεσης συχνότητας (εδώ τάσης DC) του μικροκυματικού μίκτη – φασικού συγκριτή συνδέεται μέσω ομοαξονικού καλωδίου 50 Ω στην είσοδο (In) του κυκλώματος όπου μια ευρείας ζώνης καθαρά ωμική αντίσταση επίσης 50 Ω (R_4) είναι υπεύθυνη για τον σωστό τερματισμό της. Ακολουθεί μη αναστρέφων ενισχυτής μεταβλητού κέρδους ($1+P_1/R_6$) και βαθυπερατό φίλτρο δεύτερης τάξης με συχνότητα αποκοπής περί το 1 kHz. Η συχνότητα αποκοπής επιλέχθηκε με βάση την απόκριση των πιεζοηλεκτρικών εντατήρων, η οποία δεν ξεπερνά τα μερικές εκατοντάδες Hz. Το κύκλωμα διαθέτει τρεις εξόδους, οι οποίες τροφοδοτούν στη συνέχεια τα κυκλώματα οδήγησης του πιεζοηλεκτρικού εντατήρα και του θερμικού θαλάμου. Μια τρίτη έξοδος διατίθεται για τη σύνδεση εξωτερικού οργάνου μέτρησης του φασικού σφάλματος.



Σχήμα 4.9: Ενισχυτής συνεχούς και βαθυπερατό φίλτρο Shallen – Key δεύτερης τάξης.

Η έξοδος του προενισχυτή – φίλτρου συνδέεται στην είσοδο του οδηγού του πιεζοηλεκτρικού εντατήρα που φαίνεται στο σχήμα 4.10. Αρχικά, το φιλτραρισμένο σήμα φασικού σφάλματος διέρχεται από μια διάταξη ηλεκτρονόμου όπου επιλέγεται η πολικότητά του, αν δηλαδή επιβληθεί στον εντατήρα ως έχει ή με αντιστροφή φάσης. Αυτό είναι απαραίτητο για να επιλεγεί ευσταθές σημείο λειτουργίας του συστήματος αυτομάτου ελέγχου της φάσης. Στη συνέχεια το σήμα ενισχύεται και μέσω υπερπερατού φίλτρου που αποκόπτει τις αργές μεταβολές του, οι οποίες θα οδηγηθούν άλλωστε για τον έλεγχο του θερμικού θαλάμου οπτικής ίνας, επιβάλλεται σε δεύτερο βαθυπερατό φίλτρο πρώτης τάξης, με δυνατότητα μεταβολής της συχνότητας αποκοπής του από 263 έως 800 Hz. Η επιλογή της συχνότητας αποκοπής γίνεται με εισαγωγή

παράλληλων πυκνωτών κατάλληλης χωρητικότητας στο βρόχο ανάδρασης της ενισχυτικής βαθμίδας. Οι πυκνωτές εισάγονται με βραχυκυκλωτήρες (jumpers). Η έξοδος του φίλτρου επιβάλλεται στην πύλη ενός MOSFET υψηλής τάσης (IRFPG50) το οποίο δημιουργεί μαζί με την R_1 διαιρέτη τάσης. Η υψηλή τάση των 550 V διαιρείται στο μισό και επιβάλλεται σαν τάση πόλωσης στο πιεζοηλεκτρικό στέλεχος του εντατήρα. Η ακριβής τιμή της τάσης πόλωσης ελέγχεται με το ποτενσιόμετρο ακριβείας 10 στροφών P_1 και μετράται με το βολτόμετρο LED τριών ψηφίων VM_1 . Η μεταβλητή τάση του φασικού σφάλματος υπερτίθεται στην τάση πόλωσης και έχει τη δυνατότητα να τη μεταβάλλει από 0 έως 500 V. Η προσομοιωμένη χρονική απόκριση του κυκλώματος για τάση πόλωσης 300 V και ημιτονοειδή είσοδο 100 Hz φαίνεται στο σχήμα 4.11. Κατά την προσομοίωση των κυκλωμάτων ελήφθη υπόψη και η σχετικά μεγάλη χωρητικότητα εισόδου (≈ 2 nF) των πιεζοηλεκτρικών στελεχών.

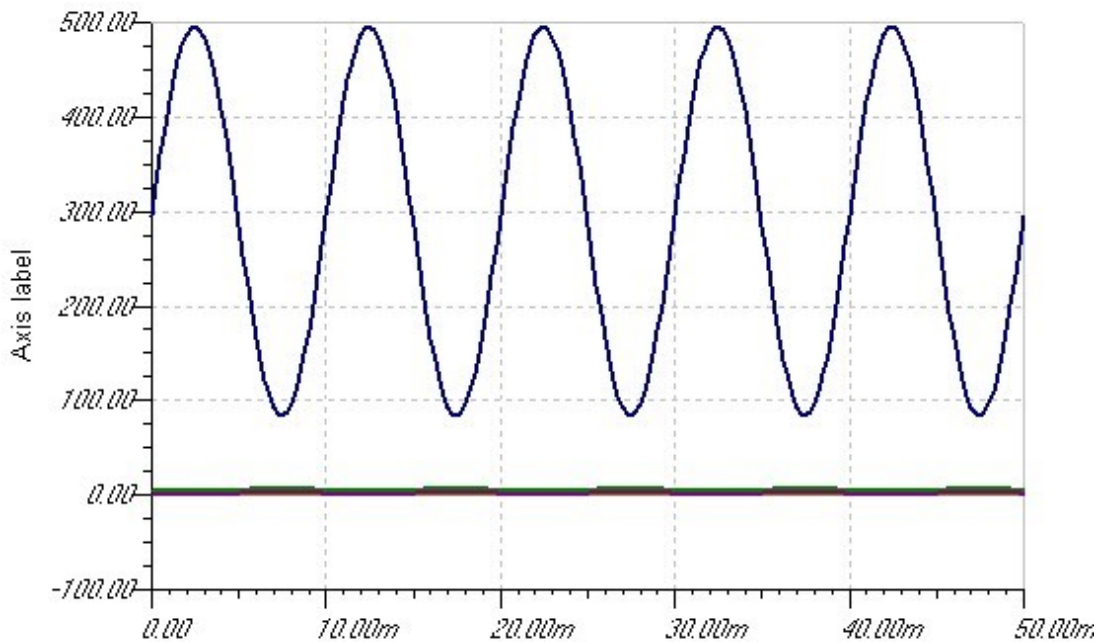


Σχήμα 4.10: Το κυκλωματικό διάγραμμα του οδηγού του πιεζοηλεκτρικού εντατήρα οπτικής ίνας.

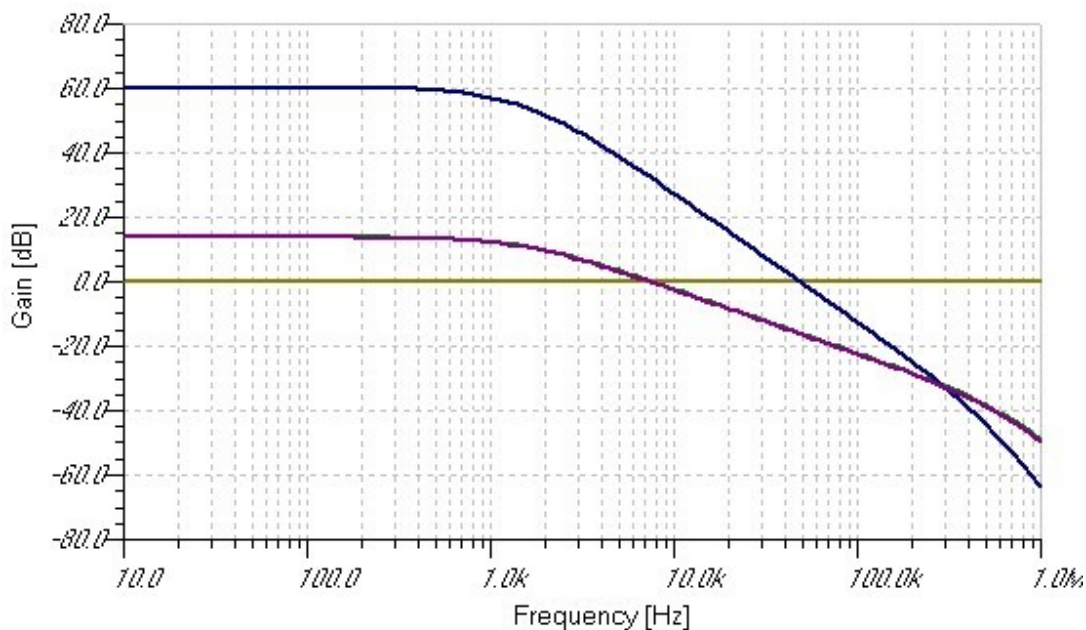
Η απόκριση συχνότητας του κυκλώματος οδήγησης φαίνεται στο σχήμα 4.12. Η συχνότητα αποκοπής είναι 800 Hz περίπου ενώ οι χαμηλές συχνότητες κάτω των 2 Hz αποκρίνονται από το υπερπαρατό φίλτρο. Από την είσοδο του κυκλώματος έως την έξοδο υψηλής τάσης, το συνολικό κέρδος είναι της τάξης των 60 dB.



Εικόνα 4.1: Ο οδηγός του πιεζοηλεκτρικού εντατήρα περιλαμβάνει προενισχυτή και βαθυπερατό φίλτρο για την αρχική επεξεργασία του σήματος σφάλματος, το οποίο εισέρχεται από τον ακροδέκτη SMA στην πρόσοψη. Διακρίνεται το τροφοδοτικό υψηλής τάσης και ο μεταβλητός διαιρέτης τάσης που υλοποιείται από τις αντιστάσεις και το MOSFET ισχύος που είναι βιδωμένα στην πίσω όψη του περιβλήματος.

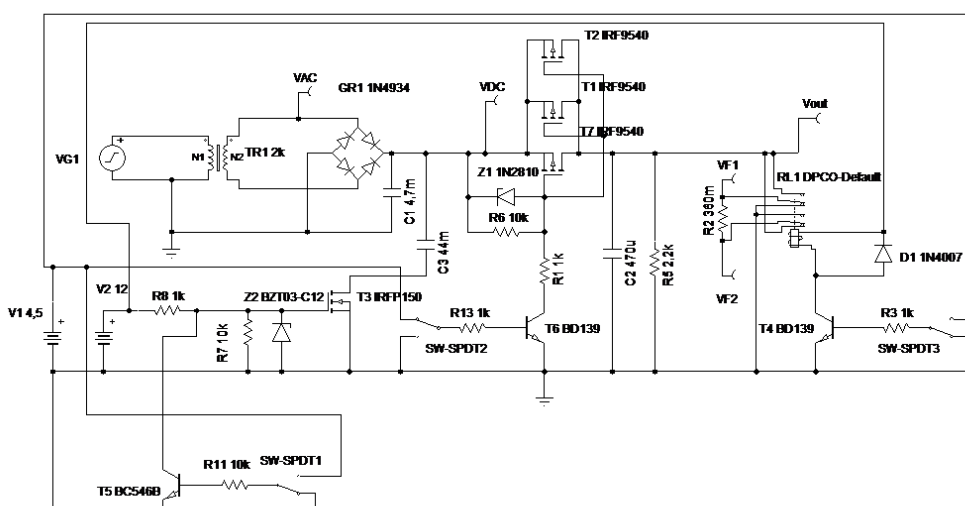


Σχήμα 4.11: Η χρονική απόκριση του κυκλώματος οδήγησης του πιεζοηλεκτρικού εντατήρα σε ημιτονοειδές σήμα 100 Hz.



Σχήμα 4.12: Η απόκριση συχνότητας του κυκλώματος οδήγησης του πιεζοηλεκτρικού εντατήρα.

Την αντιστάθμιση των θερμικών αργών μεταβολών (<2 Hz) της φάσης αναλαμβάνει μια μπομπίνα μονότροπης ίνας η οποία τοποθετείται σε θερμικά ελεγχόμενο θάλαμο (εικόνα 4.2, εικόνα 4.3). Τα εσωτερικά τοιχώματα του θαλάμου καλύπτονται από θερμομονωτικό υλικό. Τέσσερα στοιχεία Peltier των 200 W έκαστο τοποθετούνται σε κατάλληλα ψυγεία πίσω από τους δύο ανεμιστήρες. Οι ανεμιστήρες διαθέτουν ψηφιακό έλεγχο του ρυθμού περιστροφής που μειώνει στο ελάχιστο ή και σταματά την περιστροφή τους γύρω από το σημείο ευσταθούς ισορροπίας του βρόχου ώστε να μη διαταράσσεται έντονα η λειτουργία του συστήματος αντιστάθμισης. Το κυκλωματικό διάγραμμα τροφοδοσίας των στοιχείων Peltier φαίνεται στο σχήμα 4.13. Τρία παράλληλα P-channel MOSFET ισχύος αναλαμβάνουν τον έλεγχο του ρεύματος, η μέγιστη τιμή του οποίου περιορίζεται στα 20A. Οι κύκλοι θέρμανσης – ψύξης ελέγχονται με την πολικότητα του ρεύματος, μέσω του ηλεκτρονόμου ισχύος RL₁.



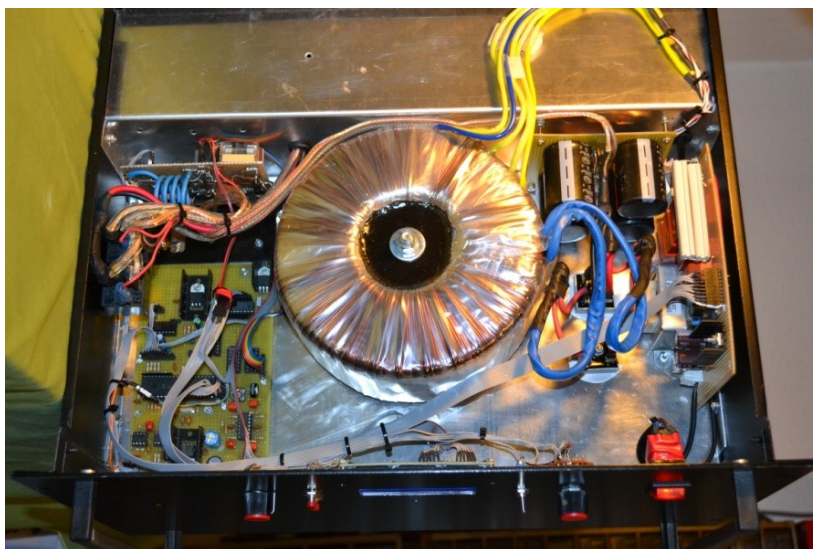
Σχήμα 4.13: Το κυκλωματικό διάγραμμα ελέγχου των στοιχείων Peltier του θερμικού θαλάμου.

Η συσκευή ελέγχεται από τον μικροεπεξεργαστή PIC 18F4520. Το σήμα φασικού σφάλματος εισέρχεται σε κύκλωμα μετάθεσης της τάσης συνεχούς από το μηδέν στα

2,5 V, ώστε να καταστεί κατάλληλο για δειγματοληψία από τον επεξεργαστή. Ο επεξεργαστής υλοποιεί ελεγκτή PID με ρυθμιζόμενους συντελεστές μέσα από κατάλληλο μενού. Η έξοδος του ελεγκτή PID ρυθμίζει το κλάσμα περιόδου τετραγωνικών παλμών 5 kHz, οι οποίοι οδηγούνται στις πύλες (gates) των MOSFETs ελέγχου του ρεύματος (σχήμα 4.13). Με τον τρόπο αυτό ρυθμίζεται το ρεύμα που τροφοδοτεί τα στοιχεία Peltier, ώστε το φασικό σφάλμα κλειστού βρόχου να μηδενίζεται. Η απόκριση του βρόχου βελτιστοποιείται μέσα από τη ρύθμιση των συντελεστών PID, ώστε να εξασφαλίζει στιβαρό έλεγχο, χωρίς υπερακόντιση (overshoot). Στα πειράματα που ακολουθούν, στο θερμικά ελεγχόμενο θάλαμο εισέρχεται μπομπίνα μονότροπης οπτικής ίνας SMF μήκους 3,4 km.



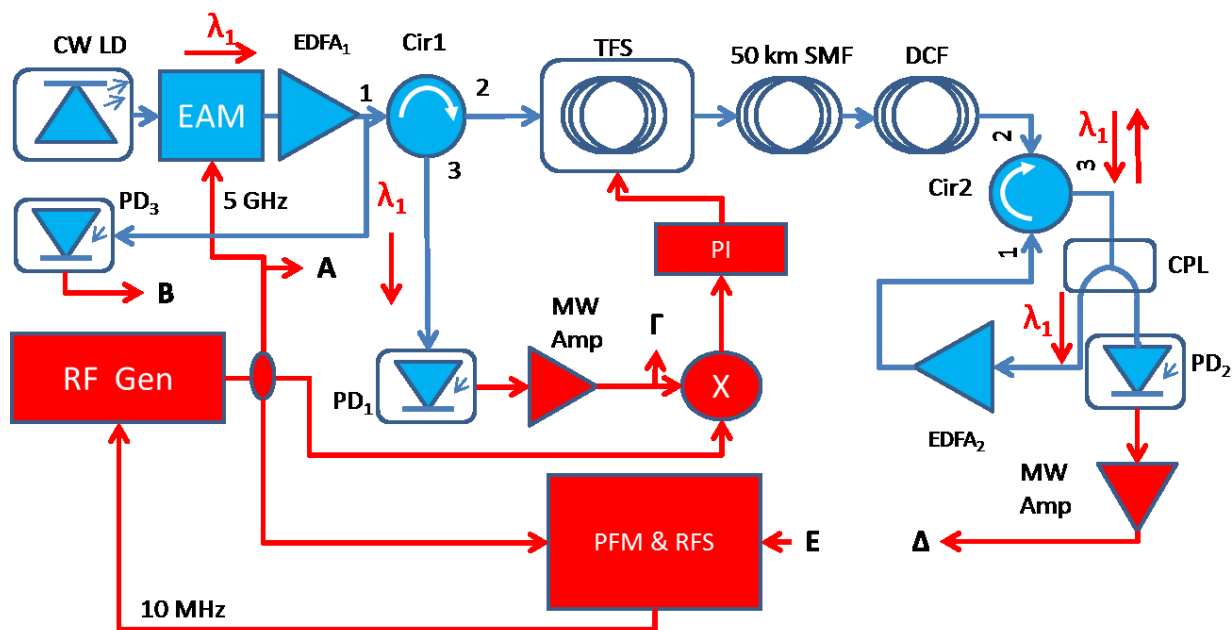
Εικόνα 4.2: Ο θερμικά ελεγχόμενος θάλαμος. Τέσσερα στοιχεία Peltier των 200 W έκαστο είναι τοποθετημένα σε ψυγεία πίσω από τους ανεμιστήρες.



Εικόνα 4.3: Τα ηλεκτρονικά κυκλώματα στο κάτω μέρος του θερμικά ελεγχόμενου θαλάμου. Στο κέντρο διακρίνεται ο ογκώδης μετασχηματιστής τροφοδοσίας.

4.5 Σύστημα μετάδοσης μικροκυματικού προτύπου αναφοράς

Με σκοπό την σύγκριση των επιδόσεων των προταθέντων σχημάτων υλοποιήθηκε το βασικό εργαστηριακό σχήμα αναφοράς που απεικονίζεται σχηματικά στο σχήμα 4.14.



Σχήμα 4.14: Το εργαστηριακό σχήμα αναφοράς.

Πρόκειται για ένα αμφίδρομο σχήμα μετάδοσης μικροκυματικού προτύπου με διαμόρφωση της οπτικής έντασης από μικροκυματικό πρότυπο 5 GHz και άμεσης φώρασης σε φωτοδίοδο (IM-DD). Η μετάδοση του διαμορφωμένου οπτικού σήματος γίνεται μέσα από κλασική μονότροπη οπτική ίνα SMF μήκους 50 km ενώ προαιρετικά περιλαμβάνεται και ίνα αντιστάθμισης της διασποράς DCF. Στο δέκτη διαχωρίζεται το οπτικό σήμα και μέρος του ενισχύεται και δρομολογείται πίσω προς τον πομπό. Μέσω του κυκλοφορητή Cir₁ το επιστρέφον σήμα που μεταφέρει το συσσωρευμένο φασικό σφάλμα ανιχνεύεται στη φωτοδίοδο PD₁ και μετά από ηλεκτρική ενίσχυση συγκρίνεται φασικά με το πρότυπο. Το σήμα φασικού σφάλματος που προκύπτει οδηγείται στον ελεγκτή που με τη σειρά του επιβάλλει τις απαραίτητες για την αντιστάθμιση μεταβολές στην καθυστέρηση ομάδας, μέσω του πιεζοηλεκτρικού εντατήρα και της θερμικά ελεγχόμενης μπομπίνας TFS.

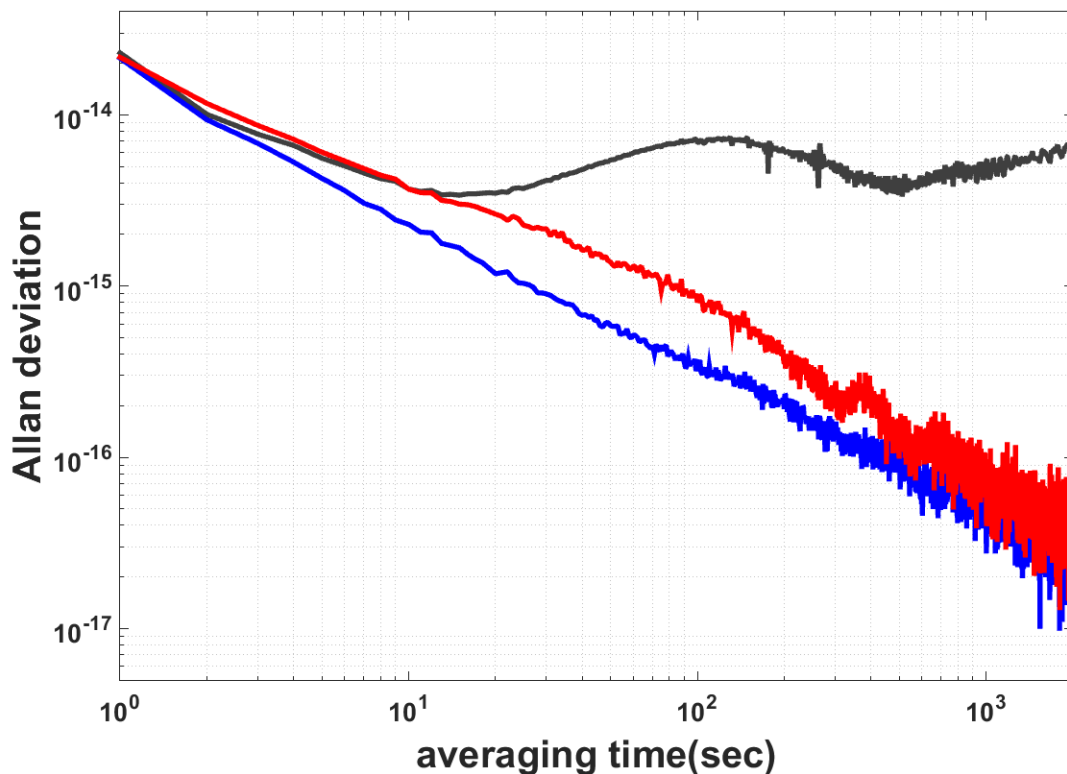
Το βασικό αυτό σχήμα παρέχει τη δυνατότητα πολλαπλών μετρήσεων αναφοράς. Συγκεκριμένα, αν η είσοδος **E** της βαθμίδας μέτρησης φάσης – συχνότητας PFM & RFS που περιγράφηκε σε προηγούμενη παράγραφο συνδεθεί στο σημείο **A**, μετράται το επίπεδο βάσης (υπόβαθρο) του ηλεκτρικού θορύβου του συστήματος (electrical loop-back noise floor). Αν συνδεθεί στο σημείο **B**, μετράται το επίπεδο βάσης του οπτικού θορύβου του συστήματος (optical loop-back noise floor). Αντίστοιχα στο σημείο **Γ** μετράται ο συσσωρευμένος φασικός θόρυβος του σήματος επιστροφής, το οποίο περιλαμβάνει και πιθανές ανακλάσεις σε οπτικούς συνδετήρες κλπ., ενώ στο σημείο **Δ** το λαμβανόμενο στην PD₂ συχνотικό πρότυπο συγκρίνεται με το εκπεμπόμενο. Επίσης, υπάρχει η δυνατότητα απενεργοποίησης του βρόχου διόρθωσης της φάσης για την πραγματοποίηση μετρήσεων ανοικτού βρόχου.

Μετρήσεις της απόκλισης Allan και του φασικού θορύβου χρησιμοποιώντας το σχήμα αναφοράς σε ποικίλες διαμορφώσεις, φαίνονται στο σχήμα 4.15 και σχήμα 4.16. Οι μετρήσεις απόκλισης Allan πραγματοποιήθηκαν σε χρονικά δείγματα διάρκειας 20 ksec. Στο σχήμα 4.15, το κατώφλι του ηλεκτρικού θορύβου εμφανίζει την αναμενόμενη για λευκό θόρυβο φάσης διολίσθηση $\alpha\tau^{-1}$. Οι τιμές απόκλισης Allan του κατωφλίου αυτού συνιστούν και τις ελάχιστες τιμές που μπορούν να μετρηθούν με το συγκεκριμένο εργαστηριακό εξοπλισμό.

Η απόκλιση ανοικτού βρόχου ενώ ταυτίζεται με το κατώφλι ηλεκτρικού θορύβου για μικρές τιμές του χρόνου ολοκλήρωσης (<2-3 sec), αποκλίνει γρήγορα σε μεγαλύτερους

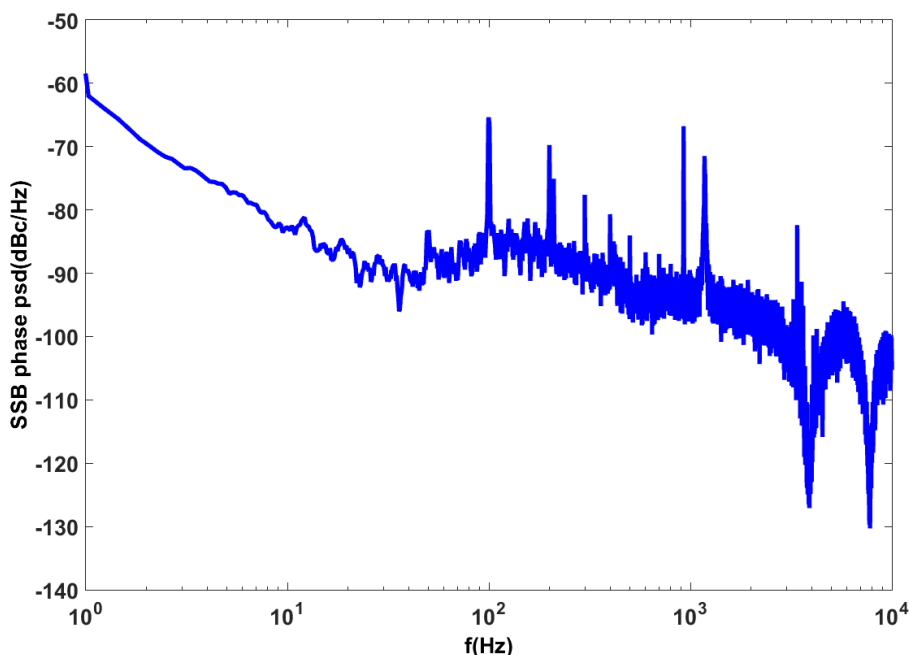
χρόνους, λόγω των θερμοκρασιακών μεταβολών στο περιβάλλον του εργαστηρίου. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η συμφωνία της απόκλισης ανοικτού βρόχου με το κατώφλι των μετρήσεων στους μικρούς χρόνους, υποδηλώνει την απουσία ισχυρών μηχανικών δονήσεων στο εργαστηριακό περιβάλλον, οι οποίες θα μπορούσαν να επιβαρύνουν τις επιδόσεις του συστήματος σε ακριβώς αυτούς τους χρόνους. Τυχόν δονήσεις τέτοιου είδους προφανώς έχουν αρκετά χαμηλή τιμή ώστε να δημιουργούν αποκλίσεις μικρότερες του κατωφλίου και επομένως μη μετρήσιμες. Αυτό καθιστά τη χρήση του πιεζοηλεκτρικού εντατήρα περιττή. Σε όλες τις μετρήσεις κλειστού βρόχου θα χρησιμοποιείται πλέον για αντιστάθμιση φάσης μόνο η θερμικά ελεγχόμενη μπομπίνα οπτικής ίνας.

Εφαρμόζοντας τον έλεγχο φάσης προκύπτουν τιμές κλειστού βρόχου (κόκκινο) πολύ κοντά στο κατώφλι, ιδιαίτερα σε μεγάλους χρόνους ολοκλήρωσης (>10 ksec). Οι μικρές αποκλίσεις προς μεγαλύτερες τιμές αστάθειας που παρατηρούνται μεταξύ 3 sec και 500 sec οφείλονται στη δράση του θερμικού αντισταθμιστή. Ας σημειωθεί ότι η σταθερά χρόνου του θερμικού αντισταθμιστή είναι της τάξης των 20 έως 50 sec, εκεί ακριβώς που εμφανίζεται και η μεγαλύτερη απόκλιση.



Σχήμα 4.15: Μετρήσεις της απόκλισης Allan χρησιμοποιώντας το σχήμα αναφοράς: Μπλε: Το επίπεδο ηλεκτρικού θορύβου. Μαύρο: Μετάδοση 50 km SMF ανοικτού βρόχου. Κόκκινο: Μετάδοση 50 km SMF με ενεργοποιημένο το σύστημα αυτομάτου ελέγχου φάσης (κλειστός βρόχος).

Στο σχήμα 4.16 απεικονίζονται οι μετρήσεις φασικού θορύβου που ελήφθησαν με ψηφιακό παλμογράφο, τεχνική που αναλύθηκε σε προηγούμενη παράγραφο. Παρατηρούνται διάφορες αιχμές θορύβου, ιδιαίτερα σε πολλαπλάσια των 100 Hz, που οφείλονται σε διαρροή της κυμάτωσης τροφοδοσίας δικτύου (2·50 Hz μετά από πλήρη ανόρθωση) στους μικροκυματικούς ενισχυτές του ομόδυνου σχήματος (σχήμα 4.8). Άλλες αιχμές σε συχνότητες κοντά στο 1 kHz αποδίδονται στη μετατροπή θορύβου πλάτους σε φάση, όπως αναφέρθηκε στην εισαγωγή.



Σχήμα 4.16: Ο φασικός θόρυβος του σήματος λήψης μετά από διάδοση 50 km ανοικτού βρόχου.

4.6 Συμπεράσματα

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάστηκαν οι απαραίτητες πειραματικές διατάξεις και συνδεσμολογίες που πραγματοποιήθηκαν στο εργαστήριο για την υλοποίηση, πειραματική μελέτη και επιβεβαίωση των επιδόσεων των συστημάτων σταθεροποίησης και ανίχνευσης των φασικών διαταραχών κατά τη μετάδοση συχνοτικών προτύπων μέσα από οπτικές ίνες. Αρχικά, η παραγωγή μικροκυματικών συχνοτικών προτύπων βασίστηκε στην εγκλείδωση γεννήτριας μικροκυμάτων έως 20 GHz σε ατομικό πρότυπο ρουβιδίου. Οποιαδήποτε μικροκυματική συχνότητα σε αυτό το εύρος μπορεί να παραχθεί με μεγάλη μακροπρόθεσμη ευστάθεια. Στη συνέχεια αναπτύχθηκαν και εφαρμόστηκαν πειραματικές μέθοδοι ανίχνευσης του φασικού σφάλματος τόσο σε μικρούς όσο και σε μεγάλους χρόνους ολοκλήρωσης. Για το σκοπό αυτό σχεδιάστηκαν και υλοποιήθηκαν κατάλληλα ηλεκτρονικά κυκλώματα. Για την αντιστάθμιση του φασικού σφάλματος που εκτιμάται με τα προηγούμενα συστήματα μέτρησης μελετήθηκαν, σχεδιάστηκαν και κατασκευάστηκαν κατάλληλα συστήματα ενεργοποιητών. Για τη διόρθωση του φασικού θορύβου που προέρχεται από μηχανικές διαταραχές πάνω στην ίνα μετάδοσης αναπτύχθηκε ηλεκτρονικό σύστημα οδήγησης πιεζοηλεκτρικού εντατήρα με τάση εξόδου από 0 έως 500 Volt. Αντίστοιχα, για τη διόρθωση του φασικού σφάλματος που οφείλεται στην θερμοκρασιακή μεταβολή σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε ένας θερμικά ελεγχόμενος από μικροεπεξεργαστή θάλαμος, στον οποίο τοποθετείται η ίνα αντιστάθμισης. Το φασικό σφάλμα οδηγείται μετά από κατάλληλη επεξεργασία στον μετατροπέα από αναλογικό σε ψηφιακό του επεξεργαστή και ελέγχει τελικά μέσω ηλεκτρονικών υψηλής ισχύος τη θερμοκρασία του θερμικού θαλάμου στον οποίο βρίσκεται η ίνα αντιστάθμισης της ολίσθησης φάσης. Τέλος, τα διάφορα δομικά στοιχεία που αναπτύχθηκαν, ενσωματώθηκαν σε ένα σύστημα μετάδοσης αναφοράς μικροκυματικού προτύπου και μετρήθηκε το υπόβαθρο θορύβου των ηλεκτρονικών υποσυστημάτων καθώς και η δυναμική περιοχή των ενεργοποιητών. Από τα πειραματικά δεδομένα έγινε σαφές ότι ο πιεζοηλεκτρικός εντατήρας δεν διαθέτει την κατάλληλη δυναμική περιοχή ώστε να αντισταθμίσει φασικά σφάλματα λόγω μηχανικών δονήσεων, τα οποία ούτως ή άλλως έχουν πολύ χαμηλή τιμή και δεν επηρεάζουν ιδιαίτερα τόσο την βραχυπρόθεσμη όσο και μακροπρόθεσμη

ευστάθεια του συστήματος μετάδοσης. Αντίθετα, οι παράμετροι λειτουργίας του θερμικού θαλάμου βελτιστοποιήθηκαν με στόχο τον στιβαρό έλεγχο του φασικού σφάλματος.

5. ΟΠΤΙΚΗ ΑΝΑΓΕΝΝΗΣΗ

5.1 Η ανάγκη οπτικής αναγέννησης

Η μετάδοση σε μεγάλες αποστάσεις επιφέρει αλλοιώσεις στην ποιότητα των συχνοτικών προτύπων. Εκτός από τον υποβιβασμό του ωφέλιμου σήματος λόγω της εξασθένησης, το εύρος ζώνης του κλειστού βρόχου διόρθωσης της φάσης μειώνεται όταν αυξάνεται ο χρόνος μετ' επιστροφής του διαδιδόμενου σήματος (παράγραφος 3.3.1). Για τους λόγους αυτούς είναι αναγκαία η χρήση αναγεννητών σε ενδιάμεσους κόμβους της οπτικής μετάδοσης. Ακόμα και στην περίπτωση μικρότερων διαδρομών όπου μεσολαβούν πολλές διακλαδώσεις και διασυνδέσεις, όπως συμβαίνει σε μητροπολιτικά δίκτυα οπτικών ινών, οι εξασθενήσεις που εισάγονται είναι αρκετά μεγάλες ώστε να απαιτείται η χρήση αναγεννητών.

5.1.1 Η επίδραση των ανακλάσεων στην ποιότητα του σήματος

Ένας άλλος εξίσου σημαντικός παράγοντας υποβιβασμού της σταθερότητας του σήματος είναι η ύπαρξη οπτικών ανακλάσεων σε διάφορα σημεία της οπτικής οδού (παράγραφοι 3.5, 3.6, 3.6.1). Ανακλάσεις που μπορεί να οφείλονται σε ατελείς συγκολλήσεις των οπτικών ινών, σε διασυνδέσεις με επίπεδους (FC/PC) οπτικούς συνδετήρες κλπ. οδηγούν ένα μέρος της εκπεμπόμενης ισχύος πίσω προς τον πομπό. Ο οπτικός κυκλοφορητής στην έξοδο του πομπού οδηγεί την ανακλώμενη ισχύ μαζί με το επιθυμητό σήμα επιστροφής στη φωτοδίοδο που σκοπό έχει να αναδείξει το μικροκυματικό σήμα επιστροφής το οποίο διατρέχει ολόκληρη τη διαδρομή από το δέκτη. Η φασική σύγκριση του εκπεμπόμενου με το σήμα επιστροφής δημιουργεί το σήμα σφάλματος φάσης, το οποίο θα χρησιμοποιηθεί στη συνέχεια για τη διόρθωση. Είναι προφανές ότι οποιαδήποτε ανάκλαση του σήματος εκπομπής στη διαδρομή προς το δέκτη θα προκαλέσει αλλοίωση του σήματος σφάλματος, καθώς θα εμφανίζει μικρότερη ολίσθηση φάσης από το επιθυμητό σήμα επιστροφής. Εκτός αυτού, η μίξη των οπτικών φερόντων του σήματος επιστροφής από το δέκτη με το φέρον του σήματος ενδιάμεσης ανάκλασης θα αυξήσει το θόρυβο στην έξοδο του φωτοφωρατή. Αυτό συμβαίνει διότι το μήκος φασικής συμφωνίας (coherence length) της πηγής laser είναι τυπικά αρκετά μικρότερο από το διπλάσιο των αποστάσεων των πιθανών σημείων ενδιάμεσης ανάκλασης από τον πομπό και από τη συνολική διαδρομή του σήματος επιστροφής. Το μήκος φασικής συμφωνίας εξαρτάται από το εύρος γραμμής (linewidth) του laser [158]. Για τα τυπικά τηλεπικοινωνιακά lasers κυμαίνεται γύρω στα 600 kHz και το μήκος συμφωνίας τους περιορίζεται στα 160 m περίπου. Ένα άλλο είδος ανακλάσεων, η σκέδαση Brillouin, επιβαρύνει επίσης την αποτελεσματικότητα του βρόχου διόρθωσης φάσης (παράγραφος 3.3.2). Η εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin ιδιαίτερα, που λαμβάνει χώρα σε υψηλότερα επίπεδα οπτικής ισχύος μπορεί να παρεμβάλλει αποτελεσματικά το επιστρέφον σήμα από το δέκτη, αν και διαφέρει κατά περίπου 11 GHz από τη συχνότητα του προσπίπτοντος οπτικού σήματος, εφόσον είναι δύσκολο να αποκοπεί με οπτικά φίλτρα.

5.1.2 Υποβάθμιση από τη διασπορά πολωτικής κατάστασης

Εκτός των ανακλάσεων, άλλος παράγοντας που εμποδίζει την πλήρη διόρθωση του φασικού σφάλματος είναι η διαφορετική ολίσθηση φάσης που υφίσταται το σήμα κατά τη μετάδοση και την επιστροφή (παράγραφος 3.3.2). Όταν χρησιμοποιείται το ίδιο μήκος κύματος στις δύο κατευθύνσεις, η διαφορετική ολίσθηση φάσης μπορεί να προέλθει από τη διασπορά πολωτικής κατάστασης (PMD). Οι οπτικές ίνες είναι γενικά διπλοθλαστικά μέσα όπου η ταχύτητα διάδοσης εξαρτάται από την πολωτική κατάσταση του διαδιδόμενου φωτός. Αποτέλεσμα αυτού είναι η διαφορετική χρονική και επομένως φασική άφιξη των οπτικών σημάτων στο δέκτη ανάλογα με την πολωτική κατάστασή τους. Η πολωτική διασπορά μπορεί να έχει άλλη τιμή για την κάθε κατεύθυνση

διάδοσης δημιουργώντας ασυμμετρία στην ολίσθηση φάσης και επομένως τη μη πλήρη διόρθωση φάσης του σήματος που φτάνει στο δέκτη.

5.1.3 Μέθοδοι αντιμετώπισης των ανακλάσεων.

Για την αντιμετώπιση των παραπάνω φαινομένων έχουν προταθεί δύο κύριες κατηγορίες λύσεων. Στην πρώτη χρησιμοποιείται η ίδια οπτική αλλά διαφορετική μικροκυματική συχνότητα στη μετάδοση και στην επιστροφή [125], [159]. Έτσι το υποσύστημα διόρθωσης φάσης στον πομπό μπορεί να διακρίνει με ηλεκτρικά φίλτρα τις ανακλάσεις από το αυθεντικό σήμα που εκπέμπει ο δέκτης. Μειονεκτήματα της τεχνικής αυτής είναι ότι απαιτείται αλλαγή της συχνότητας που ανακλά ο δέκτης και δεύτερη αλλαγή με επαναφορά στην αρχική συχνότητα για να συγκριθεί φασικά η επιστροφή με το εκπεμπόμενο σήμα. Η ίδια η μεταλλαγή συχνότητας εισάγει φασικό θόρυβο. Επίσης, η σκέδαση Brillouin και οι ανακλάσεις εξακολουθούν να υποβαθμίζουν τη σηματοθορυβική σχέση στη φωτοδίοδο ανίχνευσης του σήματος επιστροφής, εφόσον χρησιμοποιείται η ίδια οπτική φέρουσα η οποία προέρχεται από laser με σημαντικό εύρος γραμμής.

Στη δεύτερη κατηγορία λύσεων, χρησιμοποιείται άλλη οπτική φέρουσα στο δρόμο της επιστροφής, ενώ η μικροκυματική συχνότητα διατηρείται ίδια [160]. Πλεονεκτήματα αυτής της λύσης είναι η αποτελεσματική αντιμετώπιση των ανακλάσεων και η απλούστερη υλοποίηση καθώς η μικροκυματική συχνότητα που ανιχνεύεται στο δέκτη αποστέλλεται πίσω στον πομπό μέσω ενός άλλου οπτικού φέροντος. Το οπτικό αυτό φέρον συνήθως παράγεται από ένα τοπικό laser στο δέκτη. Μειονέκτημα αποτελεί η εμφάνιση ελαφρώς υψηλότερης ασυμμετρίας στη διάδοση της φάσης λόγω PMD, καθώς οι οπτικές συχνότητες που ταξιδεύουν προς τις αντίθετες πλευρές της οπτικής ίνας είναι διαφορετικές. Λόγω διασποράς, οι ταχύτητες διάδοσης επίσης διαφέρουν κατά μέτρο που είναι συνάρτηση της συχνοτικής απόστασης μεταξύ των οπτικών σημάτων μετάδοσης και επιστροφής, με αποτέλεσμα να εμφανίζεται επιπλέον ασυμμετρία διάδοσης φάσης μεταξύ των δύο διαδρομών. Επίσης, για να διαχωριστεί το σήμα επιστροφής του δέκτη από τις ανακλάσεις, απαιτούνται οπτικά φίλτρα. Η επιλογή ή απόρριψη της κατάλληλης οπτικής συχνότητας διευκολύνεται αν οι δύο συχνότητες απέχουν αρκετά. Τότε όμως επιβαρύνεται η ασυμμετρία για τους λόγους που αναφέρθηκαν προηγουμένως.

5.2 Ο προτεινόμενος οπτικός αναγεννητής

Ένας τυπικός οπτικός αναγεννητής για συστήματα μεταφοράς μικροκυματικών προτύπων με οπτικές ίνες θα αποτελείται από έναν οπτικό ενισχυτή που θα ενισχύει το λαμβανόμενο μήκος κύματος λ_1 και μια διάταξη παθητικών οπτικών στοιχείων που ανακλούν ένα μέρος του σήματος στον πομπό. Επίσης, θα περιλαμβάνει μια πλήρη διάταξη φασικής διόρθωσης του σήματος που αποστέλλει προς τον επόμενο κόμβο λήψης ή αναγέννησης [161]. Οι οπτικοί ενισχυτές είναι συνήθως EDFAs που εμφανίζουν εικόνα θορύβου 5 – 8 dB. Εάν απαιτηθεί και αλλαγή του οπτικού μήκους κύματος επιστροφής για να αντιμετωπισθούν αποτελεσματικά οι ανακλάσεις, τότε ο αναγεννητής θα πρέπει να ενσωματώνει μια γρήγορη φωτοδίοδο για την οπτικο-ηλεκτρική μετατροπή, ένα laser που θα λειτουργεί στο μήκος κύματος επιστροφής λ_2 , μικροκυματικούς ενισχυτές και έναν οπτικό διαμορφωτή για τη μεταφόρτωση του μικροκυματικού συχνοτικού προτύπου πάνω στο λ_2 . Όλα αυτά τα υποσυστήματα μεγαλώνουν την πολυπλοκότητα και αυξάνουν το κόστος των αναγεννητών.

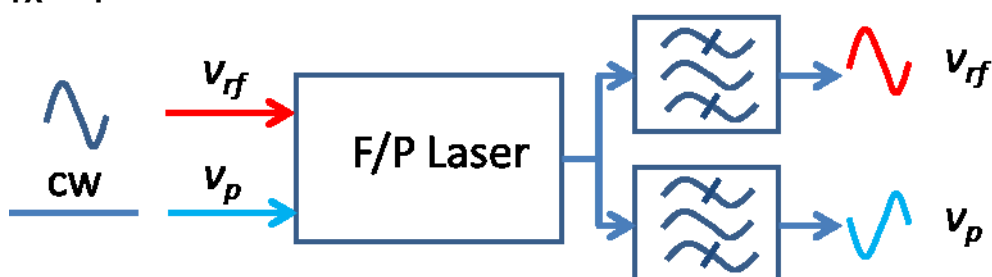
Μια πιο αποδοτική λύση είναι η αλλαγή μήκους κύματος επιστροφής με πλήρως οπτικό τρόπο, χωρίς να χρειάζεται η μεταφορά στο ηλεκτρικό πεδίο και η επαναφορά στο οπτικό σε άλλο μήκος κύματος, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως. Πολλές μέθοδοι

πλήρως οπτικής αλλαγής μήκους κύματος για τηλεπικοινωνιακές και άλλες εφαρμογές έχουν προταθεί κατά καιρούς. Έχουν χρησιμοποιηθεί μη γραμμικά οπτικά στοιχεία, όπως ημιαγωγικοί οπτικοί ενισχυτές – SOAs [162], [163] ή ισχυρά μη γραμμικές οπτικές ίνες [164] και η αλλαγή του μήκους κύματος υλοποιείται σε μεγάλο οπτικό εύρος ζώνης είτε μέσω της δια-ενισχυτικής επίδρασης (cross – gain effect) των SOA είτε με μίξη τεσσάρων κυμάτων (four wave mixing). Μια τεχνική στενού εύρους ζώνης χρησιμοποιεί ένα πολύτροπο Fabry – Perot laser με διπλή οπτική έγχυση και εγκλείδωση (dual mode optical injection locking). Η τεχνική αυτή έχει μελετηθεί και προταθεί για τηλεπικοινωνιακό μεταλλάκτη μήκους κύματος [165]. Αποδεικνύεται ιδιαίτερα αρμόζουσα για την υλοποίηση αναγεννητή μεταφοράς συχνοτικών προτύπων και προτάθηκε από το συγγραφέα για το σκοπό αυτό. Πριν προχωρήσουμε στην αναλυτική περιγραφή του αναγεννητή, θα αναφερθούμε στην εγκλείδωση με οπτική έγχυση και ιδιαίτερα στην εφαρμογή της σε Fabry Perot lasers.

5.3 Αρχή λειτουργίας της διπλής εγκλείδωσης Fabry-Pérot laser

Όπως αναφέραμε στην προηγούμενη παράγραφο 5.2, ο οπτικός αναγεννητής – μεταλλάκτης μήκους κύματος χρησιμοποιεί την τεχνική της διπλής εγκλείδωσης σε πολύτροπο Fabry – Perot laser. Η τεχνική αυτή διαφοροποιείται σε σχέση με την λειτουργία σε μονότροπη εγκλείδωση, στο γεγονός ότι εγχέονται στο πολύτροπο laser δύο μήκη κύματος με τιμές πλησίον δύο εκ των τρόπων του laser που το κλειδώνουν σε αυτούς τους τρόπους ελεύθερης ταλάντωσής του [165]. Το ένα οπτικό σήμα έγχυσης είναι διαμορφωμένο κατά πλάτος με τη μικροκυματική συχνοτική αναφορά, ενώ το άλλο προέρχεται από ένα απλό CW laser. Η έξοδος του τρόπου του laser που εγκλειδώθηκε με το οπτικό CW σήμα διαμορφώνεται και αυτή με το συχνοτικό πρότυπο και έτσι η ημιτονοειδής μικροκυματική διαμόρφωση μεταφέρεται από το ένα μήκος κύματος στο άλλο. Το laser είναι εγκλειδωμένο σε δύο μήκη κύματος και για το λόγο αυτό η εγκλείδωση αυτού του είδους θα αναφέρεται ως δίτροπη εγκλείδωση με έγχυση (Two Mode Injection Locking – TMIL). Στη συνέχεια θα αναφερθούμε στη θεωρητική μελέτη της διπλής εγκλείδωσης, βασιζόμενοι στην εργασία των Horer & Patzak [165].

5.3.1 Θεωρητική μελέτη της δίτροπης εγκλείδωσης πολύτροπου laser με έγχυση.



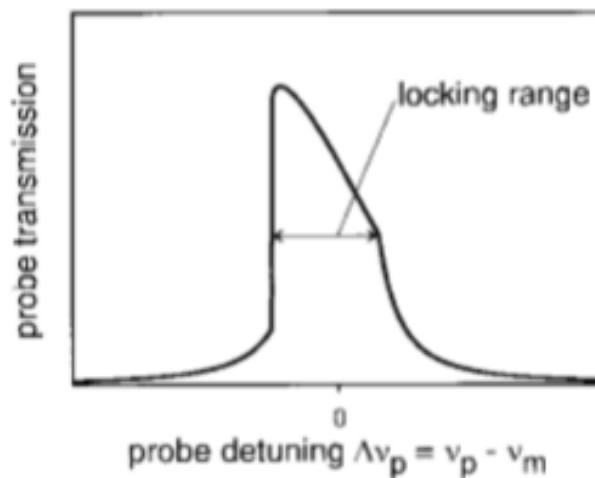
Σχήμα 5.1: Αρχή λειτουργίας του TMIL. Τα οπτικά φέροντα εγκλειδώνουν το πολύτροπο FP laser σε δύο από τους τρόπους του, επιτυγχάνοντας αναπαραγωγή της περιβάλλουσας του διαμορφωμένου φέροντος στο μήκος κύματος του αδιαμόρφωτου.

Στο σχήμα 5.1 περιγράφεται ο μηχανισμός μεταλλαγής μήκους κύματος με την τεχνική της δίτροπης εγκλείδωσης. Η μικροκυματική συχνοτική αναφορά επιβαίνει στο οπτικό φέρον συχνότητας v_{rf} με διαμόρφωση έντασης (πλάτους) και εγχέεται στο πολύτροπο laser. Η συχνότητα v_{rf} κείται μέσα στην περιοχή εγκλείδωσης του τρόπου n , ενός από τους τρόπους ελεύθερης ταλάντωσης του laser. Αντίστοιχα, το αδιαμόρφωτο (CW) οπτικό σήμα (probe) συχνότητας v_p η οποία κείται στην περιοχή εγκλείδωσης ενός άλλου τρόπου m , εγχέεται στο πολύτροπο FP laser. Η μη γραμμική λειτουργία του laser επιτρέπει την επιβολή της διαμόρφωσης πλάτους από το διαμορφωμένο σήμα

συχνότητας ν_{rf} στο αδιαμόρφωτο συχνότητας ν_p , ενώ ταυτόχρονα ενισχύει και το αρχικό διαμορφωμένο σήμα. Έτσι, στην έξοδο του laser εμφανίζονται διαμορφωμένα και τα δύο μήκη κύματος. Οι περιβάλλουσες των δύο φερόντων μπορούν να βρίσκονται σε συμφωνία ή αντίθεση φάσης, ανάλογα με τις συνθήκες έγχυσης, όπως θα δούμε παρακάτω.

Ο μη γραμμικός μηχανισμός μεταφοράς της διαμόρφωσης μπορεί να εξηγηθεί σε δύο βήματα: Πρώτον, το κέρδος του σήματος CW (probe) εξαρτάται ισχυρά από τη διαφορά της συχνότητας ν_p από τη συχνότητα ελεύθερης ταλάντωσης του αντίστοιχου τρόπου m . Δεύτερον, η συχνοτική διαφορά αυτή ελέγχεται από την ισχύ του διαμορφωμένου σήματος, οπτικής συχνότητας ν_{rf} .

Αρχικά θεωρούμε ότι μόνο το συνεχές οπτικό σήμα συχνότητας ν_p εγχέεται στο laser και ενισχύεται ισχυρά εφόσον βρίσκεται μέσα στην περιοχή εγκλειδωσης του τρόπου m , η οποία ποιοτικά αναπαρίσταται στο σχήμα 5.2.



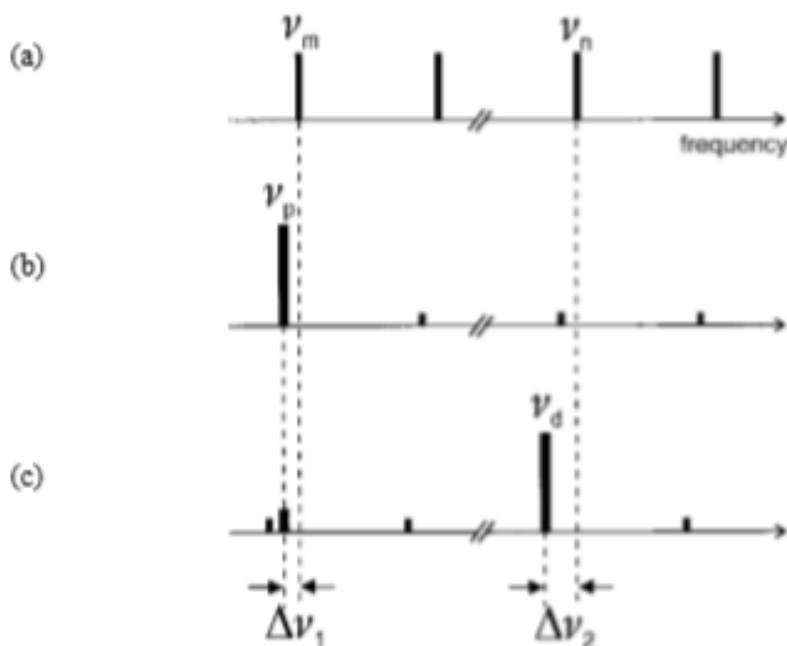
Σχήμα 5.2: Η περιοχή εγκλειδωσης (locking range) του FP laser σε έναν από τους τρόπους του. Η ασυμμετρία της περιοχής εγκλειδωσης προκαλείται από τη σύζευξη μεταξύ της πυκνότητας των φορέων και του δείκτη διάθλασης του ενεργού υλικού. Πηγή: Αναφορά [165].

Η εξαναγκασμένη επανασύνδεση φορέων που επιβάλλει το σήμα αυτό είναι αρκετά ισχυρή ώστε να μειώσει τον αριθμό τους κάτω από το κατώφλι. Σε αυτό το καθεστώς, το εγχεόμενο οπτικό σήμα ενισχύεται ισχυρά ενώ όλοι οι υπόλοιποι τρόποι ελεύθερης ταλάντωσης του laser καταστέλλονται. Το συχνοτικό εύρος της περιοχής εγκλειδωσης εξαρτάται από το λόγο της εγχεόμενης ισχύος προς την ισχύ που εκπέμπει το ελεύθερα ταλαντευόμενο laser. Η ασυμμετρία της περιοχής εγκλειδωσης προκαλείται από τη σύζευξη μεταξύ της πυκνότητας των φορέων και του δείκτη διάθλασης του ενεργού υλικού [166]. Μια μικρή μεταβολή της διαφοράς μεταξύ της συχνότητας του εγχεόμενου σήματος ν_p και της ιδιοσυχνότητας του τρόπου $\Delta\nu_p = \nu_p - \nu_m$ προκαλεί έντονη μεταβολή της ενίσχυσης που επιβάλλεται στο σήμα έγχυσης, όπως προκύπτει από τη μορφή της καμπύλης απολαβής στην περιοχή εγκλειδωσης. Για να επιτευχθεί λοιπόν η μεταλλαγή μήκους κύματος, θα πρέπει να μεταβληθεί η ιδιοσυχνότητα του τρόπου m , κρατώντας τη συχνότητα ν_p σταθερή.

Στη συνέχεια, θεωρούμε ότι το συνεχές οπτικό σήμα έχει κατάλληλη συχνότητα ώστε να υφίσταται τη μέγιστη ενίσχυση από το εγκλειδωμένο laser και έχει τη μέγιστη ισχύ εξόδου. Τότε, το γραμμικό φάσμα των ισαπεχόντων τρόπων του FP laser ολισθαίνει ελαφρά προς χαμηλότερες οπτικές συχνότητες, σε σχέση με τις συχνότητες των ελεύθερα ταλαντευόμενων τρόπων, λόγω μείωσης των φορέων και αύξησης του δείκτη διάθλασης. Ο τρόπος m ενισχύεται στο μέγιστο βαθμό ενώ όλοι οι υπόλοιποι τρόποι καταστέλλονται ισχυρά (σχήμα 5.3a, 5.3b).

Στη συνέχεια, το διαμορφωμένο με το συχνοτικό πρότυπο οπτικό σήμα συχνότητας ν_{rf} η οποία βρίσκεται μέσα στην περιοχή εγκλείδωσης ενός άλλου τρόπου n , εγχέεται στο laser. Στο σχήμα 5.3c φαίνονται οι συχνοτικές μετατοπίσεις, καθώς το διαμορφωμένο οπτικό σήμα ενισχύεται σε συντονισμό, μειώνει περαιτέρω τον αριθμό των φορέων και αυξάνει το δείκτη διάθλασης. Συνεπώς, οι τρόποι του FP laser και επομένως η περιοχή εγκλείδωσης του τρόπου m οδηγούνται σε νέα ολίσθηση προς χαμηλότερες συχνότητες. Έτσι, η συχνότητα ν_p κείται τώρα εκτός της θέσης μέγιστης ενίσχυσης, με αποτέλεσμα τη μείωση της ισχύος εξόδου. Καθώς το σήμα ν_{rf} είναι διαμορφωμένο κατά πλάτος, οι μεταβολές της οπτικής ισχύος λόγω της διαμόρφωσης προκαλούν αντίστοιχες μετατοπίσεις της περιοχής εγκλείδωσης του τρόπου m στον οποίο εγχέεται το CW οπτικό σήμα, με αποτέλεσμα την ομοιότροπη διαμόρφωση κατά πλάτος και της συχνότητας ν_p .

Ο μηχανισμός αυτός μπορεί να χρησιμοποιηθεί είτε για αναστρέφουσα είτε για μη αναστρέφουσα αναπαραγωγή της ημιτονικής διαμόρφωσης στη νέα συχνότητα ν_p . Η αναστρέφουσα αναπαραγωγή είναι αποδοτικότερη και αυτή υιοθετείται στον προτεινόμενο αναγεννητή. Αυτό συμβαίνει διότι στη μη αναστρέφουσα λειτουργία το ενισχυμένο αρχικό σήμα και το αναπαραγόμενο αποκτούν ταυτόχρονα τη μέγιστη ισχύ τους με αποτέλεσμα να υπάρχει κορεσμός στο κέρδος του laser. Έτσι, η ισχύς εξόδου και το βάθος διαμόρφωσης υποβαθμίζονται και στα δύο μήκη κύματος. Οι τρόποι εγκλείδωσης m, n μπορούν να επιλεγούν ελεύθερα μέσα στα όρια της περιοχής ενίσχυσης του laser.



Σχήμα 5.3: Διάγραμμα οπτικών συχνοτήτων του FP laser. a) Οι τρόποι του laser χωρίς εγκλείδωση, b) εγκλείδωση μόνο στον τρόπο m του σήματος άντλησης και c) εγκλείδωση και στους δύο τρόπους m, n . Πηγή: Αναφορά [165].

5.3.2 Αριθμητική ανάλυση

Για την προσομοίωση εγκλειδωμένου laser χρησιμοποιήθηκαν οι εξισώσεις ρυθμού που βασίζονται στο μοντέλο Lang – Kobayashi [167].

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1 + ja}{2} \left(G(t) - \frac{1}{t_{ph}} \right) E(t) + k_{inj} E_{ext}(t - t_{rt}) + \sqrt{2\beta N(t)} \xi(t) \quad (5.1)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{1}{t_n}N(t) - G(t)|E(t)|^2 \quad (5.2)$$

$$G(t) = \frac{g(N(t) - N_0)}{1 + s|E(t)|^2} \quad (5.3)$$

όπου $E(t)$ είναι το μιγαδικό πεδίο στο εσωτερικό του laser, $E_{ext}(t)$ το εγχεόμενο εξωτερικό πεδίο για την εγκλείδωση με συντελεστή έγχυσης $k_{inj} = E_{inj}/(E_{ext}t_{rt})$, t_{rt} είναι ο χρόνος μετάβασης μετ' επιστροφής στην κοιλότητα $t_{rt} = L/u_g$ (u_g είναι η ταχύτητα ομάδας), $N(t)$ είναι το πλήθος των φορέων, a είναι ο παράγοντας ενίσχυσης εύρους γραμμής, g είναι η παράμετρος κέρδους, s είναι ο συντελεστής κορεσμού του κέρδους, t_{ph} είναι ο χρόνος ζωής των φωτονίων, t_n ο χρόνος ζωής των φορέων, N_0 είναι ο αριθμός των φορέων στη διαφάνεια, e είναι το στοιχειώδες φορτίο και I είναι το ρεύμα πόλωσης του laser. Επίσης, β είναι ο παράγοντας αυθόρμητης εκπομπής και $\xi(t)$ η διαδικασία αυθόρμητης εκπομπής (δυνάμεις Langevin) η οποία μοντελοποιείται ως μιγαδική Gaussian διαδικασία με μηδενική μέση τιμή και συσχέτιση $\langle \xi(t)\xi^*(u) \rangle = 2\delta(t - u)$. Τελικά, η ισχύς εξόδου του laser υπολογίζεται με κανονικοποίηση στην επιθυμητή ισχύ P_0 και αντιστοίχιση του αριθμού των φωτονίων που εκφεύγουν από την κοιλότητα με την ισχύ του ηλεκτρομαγνητικού κύματος, λαμβάνοντας υπόψη την ανακλαστικότητα των καθρεπτών στα άκρα του laser.

Οι προηγούμενες εξισώσεις τροποποιούνται στην περίπτωση του Fabry – Perot laser, καθώς πρόκειται για πολύτροπο οπτικό ταλαντωτή. Κάθε τρόπος ισαπέχει συχνοτικά από τους διπλανούς του κατά οπτική συχνότητα Δf με τυπική τάξη μεγέθους 1 nm (αντιστοιχεί σε περίπου 130 GHz στη ζώνη C – 1550 nm). Αρχικά λοιπόν ορίζονται ο αριθμός και η κεντρική συχνότητα του i -στού τρόπου του laser, δημιουργώντας ένα διάλυμα εντάσεων πεδίου $E_i(t) = E_0(t)e^{2\pi(i-M/2)\Delta ft}$, $i = 1 \dots M$, όπου M είναι το πλήθος των τρόπων και $E_0(t)$ το πεδίο του κεντρικού τρόπου. Στη συνέχεια, επειδή το κέρδος του υλικού δεν είναι σταθερό για όλους τους τρόπους, σχηματίζεται ένα προφίλ κέρδους της μορφής $p_s = 1 + (2(i - M/2)\Delta f/BW_t)^2$, όπου BW_t είναι το συνολικό εύρος ζώνης κανονικοποίησης του κέρδους, το οποίο λαμβάνεται αρκετά μεγαλύτερο από αυτό που καταλαμβάνουν οι τρόποι του laser. Το προφίλ κέρδους επιδρά στον παρονομαστή της σχέσης (5.3) τροποποιώντας την ως ακολούθως:

$$G(t) = \frac{g(N(t) - N_0)}{p_s(1 + s|E(t)|^2)} \quad (5.4)$$

Επίσης, η σχέση (5.1) θα πρέπει να τροποποιηθεί ώστε να συμπεριλάβει και τους δύο τρόπους εγκλείδωσης, k, l :

$$\frac{dE_k(t)}{dt} = \frac{1 + ja}{2} \left(G_k(t) - \frac{1}{t_{ph}} \right) E_k(t) + k_{inj,k} E_{ext,k}(t - t_{rt}) + \sqrt{2\beta N(t)} \xi(t) \quad (5.5)$$

$$\frac{dE_l(t)}{dt} = \frac{1 + ja}{2} \left(G_l(t) - \frac{1}{t_{ph}} \right) E_l(t) + k_{inj,l} E_{ext,k}(t - t_{rt}) + \sqrt{2\beta N(t)} \xi(t) \quad (5.6)$$

Οι σχέσεις που συνδέουν το ολικό κέρδος $G(t)$ με τα επιμεριζόμενα στους δύο τρόπους είναι:

$$G_k(t) = \frac{g}{p_s(1 + s|E(t)|^2)} \quad (5.7)$$

$$G_l(t) = G(t) - G_k(t)N(t) \quad (5.8)$$

Οι δύο τελευταίες σχέσεις (5.7) και (5.8) δηλώνουν το φαινόμενο διασταυρούμενου κέρδους (cross gain effect) πάνω στο οποίο βασίζεται η λειτουργία του laser διπλής εγκλειδωσης, όπως περιγράφηκε στην προηγούμενη παράγραφο. Τα πεδία που εγχέονται στο laser περιγράφονται από τις σχέσεις:

$$E_{ext,k}(t) = \sqrt{P_{inj,k}[1 + m_k \cos(2\pi f_{rf,k}t)]} e^{j2\pi \Delta f_{m,k}t} \quad (5.9)$$

όπου $P_{inj,k}$ είναι η ισχύς έγχυσης στον τρόπο k , m_k είναι το βάθος διαμόρφωσης έντασης (πλάτους) του προτύπου συχνότητας $f_{rf,k}$. Υποτίθεται ότι ο ένας από τους τρόπους (k) κλειδώνεται πάνω στο διαμορφωμένο κατ' ένταση από το συχνοτικό πρότυπο πεδίο εισόδου, ενώ ο άλλος (l) κλειδώνεται πάνω σε τοπικά παραγόμενο στο δέκτη – αναγεννητή πεδίο συνεχούς κύματος. Τέλος, το πεδίο έγχυσης $E_{ext,k}(t)$ μετατίθεται φασματικά κατά τη συχνότητα απόκλισης $\Delta f_{m,k}$ του εισερχόμενου πεδίου από την ιδιοσυχνότητα του αντίστοιχου τρόπου.

Οι τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση φαίνονται στον πίνακα 5.1.

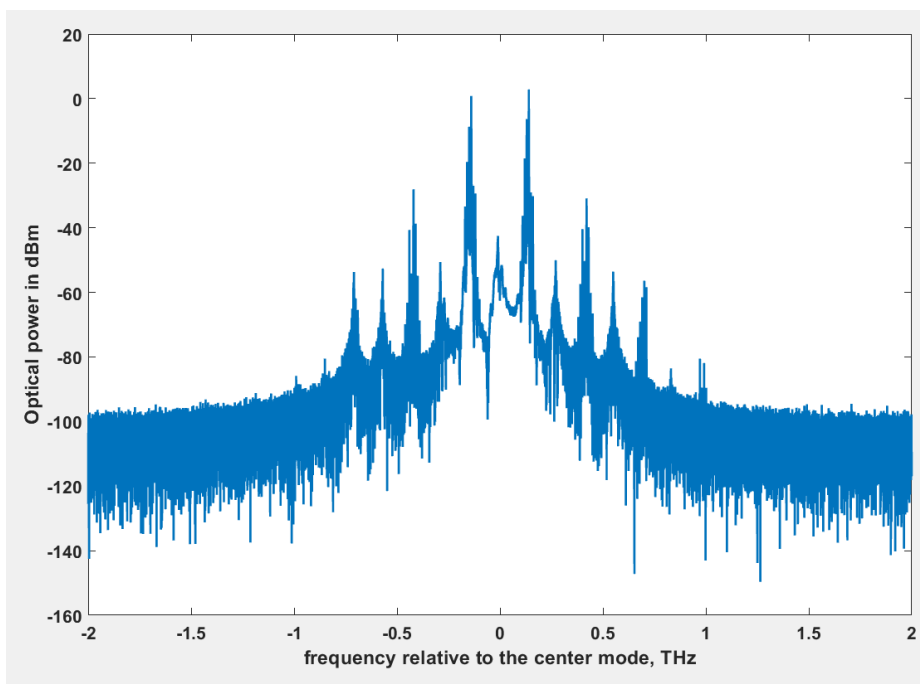
Πίνακας 5.1: Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση του TMIL laser

Παράμετρος	Σύμβολο	Τιμή
Παράμετρος κέρδους	g	$1 \times 10^{-8} \text{ps}^{-1}$
Παράμετρος κορεσμού του κέρδους	s	2×10^{-7}
Ρυθμός αυθόρμητης εκπομπής	β	Μεταβλητός
Χρόνος ζωής φορέων	t_n	2 ns
Πλήθος φορέων στη διαφάνεια	N_0	$2,1 \times 10^8$
Ρεύμα πόλωσης	I_{th}	60 mA

Χρόνος ζωής φωτονίων	t_{ph}	3.2 ps
Παράγοντας επαύξησης εύρους γραμμής	α	5
Μήκος κοιλότητας	L	300 μm
Ταχύτητα ομάδας	u_g	$\frac{1}{4} c$
Συχνοτική απόσταση τρόπων	Δf	140 GHz (1,13 nm)
Αριθμός τρόπων	M	10
Ολική ισχύς κανονικοποίησης	P_0	5 mW
Εύρος ζώνης κανονικοποίησης του κέρδους	BW_t	20 THz
Συχνότητα προτύπου στον τρόπο k	$f_{rf,k}$	10 GHz
Συχνότητα απόκλισης από την ιδιοσυχνότητα του τρόπου k	$\Delta f_{m,k}$	0
Βάθος διαμόρφωσης έντασης στον τρόπο k	m_k	0,5
Ισχύς έγχυσης στον τρόπο k	$P_{inj,k}$	1 mW
Ισχύς έγχυσης στον τρόπο l	$P_{inj,l}$	1 mW
Συχνότητα απόκλισης από την ιδιοσυχνότητα του τρόπου l	$\Delta f_{m,l}$	+0,5 GHz

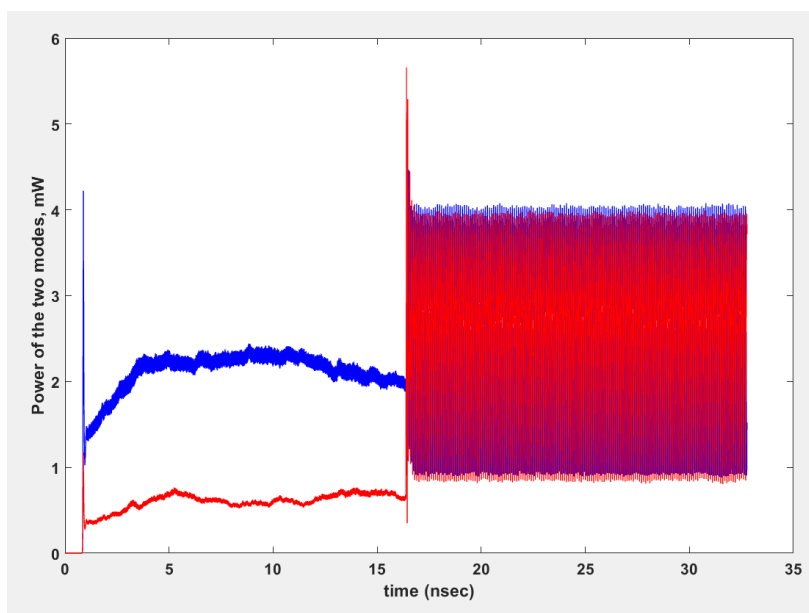
5.3.3 Προσομοιώσεις διπλά εγκλειδωμένου laser και αποτελέσματα

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης παρουσιάζονται στα σχήματα 5.4 έως 5.6. Στο σχήμα 5.4 εικονίζεται το οπτικό φάσμα του διπλά εγκλειδωμένου laser στον 4^ο και 6^ο τρόπο. Οι τρόποι αυτοί έχουν ισχύ 3,8 dBm περίπου ο καθένας ενώ όλοι οι υπόλοιποι είναι τουλάχιστον 30 dB ασθενέστεροι. Ο 2^{ος} και 8^{ος} τρόπος έχουν αισθητά υψηλότερη ισχύ από τους υπόλοιπους, μη εγκλειδωμένους τρόπους, καθώς το μοντέλο περιλαμβάνει και την επίδραση μη γραμμικών φαινομένων, όπως είναι η μίξη τεσσάρων κυμάτων. Λόγω της μη γραμμικής αυτής λειτουργίας παράγονται φωτόνια στις συχνότητες των 2^{ου} και 8^{ου} τρόπου από τη μίξη των δύο εγκλειδωμένων τρόπων, τα οποία προκαλούν ασθενή εγκλείδωση και επομένως ενισχύουν τους τρόπους αυτούς.

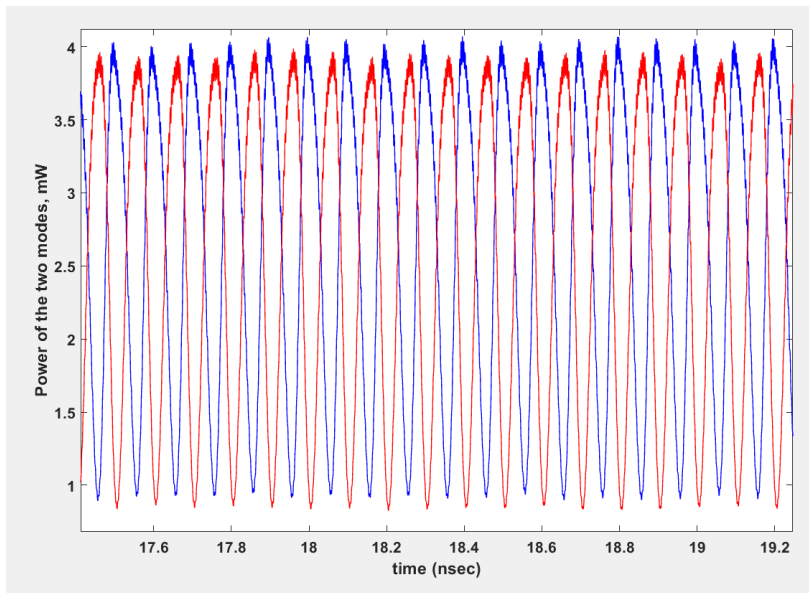


Σχήμα 5.4: Το οπτικό φάσμα του Fabry – Perrot laser εγκλειδωμένου στον 4^ο και 6^ο τρόπο.

Στο σχήμα 5.5 φαίνεται η ισχύς εξόδου των εγκλειδωμένων τρόπων. Το σήμα διαμόρφωσης του προτύπου, συχνότητας 10 GHz, εφαρμόζεται μετά από περίπου 17 ns. Παρατηρείται ίση μέση ισχύς 2,5 mW περίπου και βάθος οπτικής διαμόρφωσης για τους δύο τρόπους. Ειδικότερα, στο σχήμα 5.6 φαίνεται η αναστρέφουσα λειτουργία του δίτροπα εγκλειδωμένου laser. Το βάθος οπτικής διαμόρφωσης είναι 0,6 περίπου και για τους δύο τρόπους, αυξάνοντας το βάθος διαμόρφωσης κατά 10% περίπου σε σχέση με αυτό του σήματος έγχυσης στον 4^ο τρόπο. Το γεγονός αυτό πιστοποιήθηκε και πειραματικά, όπως θα περιγραφεί στην επόμενη παράγραφο.

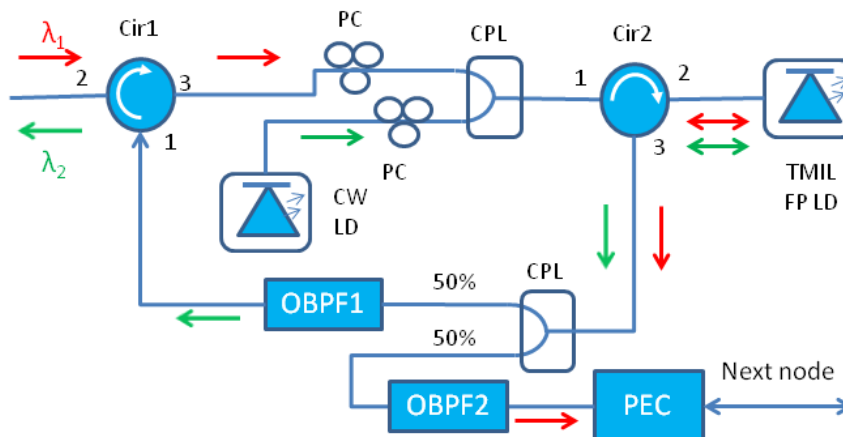


Σχήμα 5.5: Η οπτική ισχύς των δύο εγκλειδωμένων τρόπων, του 4^{ου} (κόκκινο) και του 6^{ου} (μπλε). Μέχρι το μέσο της χρονικής κλίμακας, οι τρόποι εγκλειδώνονται με σταθερή ισχύ, ενώ στη συνέχεια η ισχύς έγχυσης του 4^{ου} τρόπου (κόκκινο) διαμορφώνεται από μικροκυματική συχνότητα 10 GHz με βάθος διαμόρφωσης 0,5.



Σχήμα 5.6: Η οπτική ισχύς των δύο εγκλειδωμένων τρόπων μετά την εφαρμογή της διαμόρφωσης των 10 GHz. Η χρονική κλίμακα έχει μεγεθυνθεί σε σχέση με το σχήμα 4. Είναι προφανής η αναστρέφουσα λειτουργία του laser διπλής εγκλείδωσης. Το βάθος διαμόρφωσης είναι 0,6, αυξημένο κατά 10% σχετικά με το αντίστοιχο του σήματος έγχυσης.

5.4 Αρχή λειτουργίας του προτεινόμενου οπτικού αναγεννητή



Σχήμα 5.7: Ο αναγεννητής διπλής εγκλείδωσης. Cir: Οπτικός κυκλοφορητής, PC: Ρυθμιστής πόλωσης, CPL: Οπτικός συζεύκτης - διαχωριστής, OBPF: Οπτικό φίλτρο διέλευσης ζώνης, CW LD: Laser συνεχούς κύματος, TMIL FP LD: FP laser διπλής εγκλείδωσης, PEC: Σύστημα διόρθωσης του φασικού σφάλματος.

Στο σχήμα 5.7 απεικονίζεται ο προτεινόμενος οπτικός αναγεννητής. Το εισερχόμενο οπτικό σήμα μήκους κύματος λ_1 είναι διαμορφωμένο κατά πλάτος από το ημιτονικό μικροκυματικό συχνοτικό πρότυπο. Με τη βοήθεια ενός οπτικού συζεύκτη (coupler) συνδυάζεται με το αδιαμόρφωτο CW μήκος κύματος λ_2 το οποίο παράγεται από ένα τοπικό μονότροπο laser συνεχούς κύματος. Στη συνέχεια, εγχέονται μέσω του οπτικού κυκλοφορητή Cir2 στο FP laser. Τα δύο μήκη κύματος εμπíπτουν στην περιοχή εγκλείδωσης δύο τρόπων του laser οδηγώντας το σε λειτουργία TMIL. Το εγκλειδωμένο laser επιτελεί τη διπλή λειτουργία της ενίσχυσης – αναγέννησης του μεταδιδόμενου διαμορφωμένου λ_1 και ταυτόχρονα τη μεταφορά του συχνοτικού προτύπου στο λ_2 . Η έξοδος του laser μέσω του κυκλοφορητή – απομονωτή Cir2 και ενός οπτικού συζεύκτη οδηγείται σε δύο ζωνοπερατά οπτικά φίλτρα που διαχωρίζουν τα δύο μήκη κύματος. Το

μεν λ_1 οδηγείται στον επόμενο κόμβο αναγέννησης διερχόμενο από το αντίστοιχο σύστημα διόρθωσης των φασικών ολισθήσεων που αναπόφευκτα θα εισάγει η επόμενη διαδρομή μέσω οπτικής ίνας, το δε λ_2 οδηγείται μέσω του κυκλοφορητή Cir1 πίσω στον πομπό, όπου θα χρησιμοποιηθεί για την εκτίμηση και διόρθωση των φασικών ολισθήσεων της αρχικής μετάδοσης. Αν ο κόμβος είναι ο τελευταίος στη σειρά και επομένως παίζει το ρόλο του δέκτη, το λ_1 οδηγείται στη φωτοδίοδο απ' όπου θα εξαχθεί το ηλεκτρικό σήμα του μικροκυματικού προτύπου.

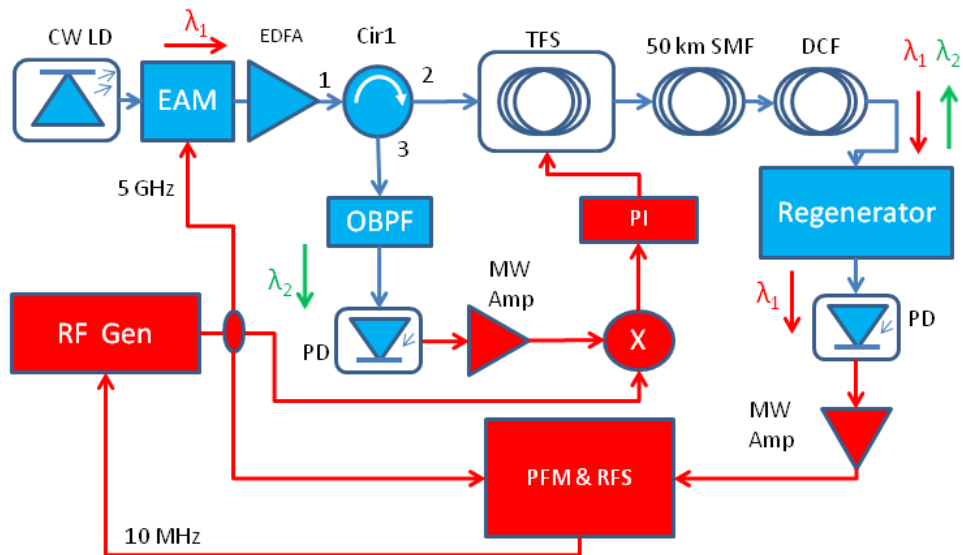
Ο αναγεννητής χρησιμοποιεί μόνο δύο lasers, ένα δίτροπα εγκλειδωμένο FP και ένα μονότροπο CW καθώς και κάποια παθητικά οπτικά εξαρτήματα όπως συζεύκτες και κυκλοφορητές. Δεν απαιτούνται οπτικοί ενισχυτές, φωτοδίοδοι και οπτικοί διαμορφωτές για να υλοποιήσουν την ενίσχυση – αναγέννηση και μετατροπή μήκους κύματος που επιτυγχάνεται με την τεχνική TMIL. Το κόστος του προτεινόμενου αναγεννητή είναι κατά πολύ χαμηλότερο από αυτό αντίστοιχων αναγεννητών που υιοθετούν κλασικές προσεγγίσεις. Επιπλέον, η τεχνική TMIL είναι διαφανής όσον αφορά την τιμή της συχνότητας του προτύπου, αφού δε χρησιμοποιεί ηλεκτρικούς ενισχυτές, φίλτρα, διαμορφωτές και φωτοδίοδους, εξαρτήματα που πιθανόν να εμφανίζουν επιλεκτική συμπεριφορά στη συχνότητα. Μπορεί να ενσωματωθεί τόσο σε ενεργητικές όσο και σε παθητικές μεθόδους διόρθωσης των φασικών διαταραχών που εισάγει στα συχνοτικά πρότυπα η μετάδοση με οπτικές ίνες.

Επιπλέον, είναι εφικτό να υλοποιηθούν σενάρια μετάδοσης με πολλούς παραλήπτες, όπου ένας κεντρικός κόμβος – αναμεταδότης χρησιμοποιεί ένα πλήθος από TMIL μετατροπείς μήκους κύματος για να διανείμει το συχνοτικό πρότυπο σε μια σειρά αποδεκτών με πολυπλεξία διαίρεσης μήκους κύματος (WDM).

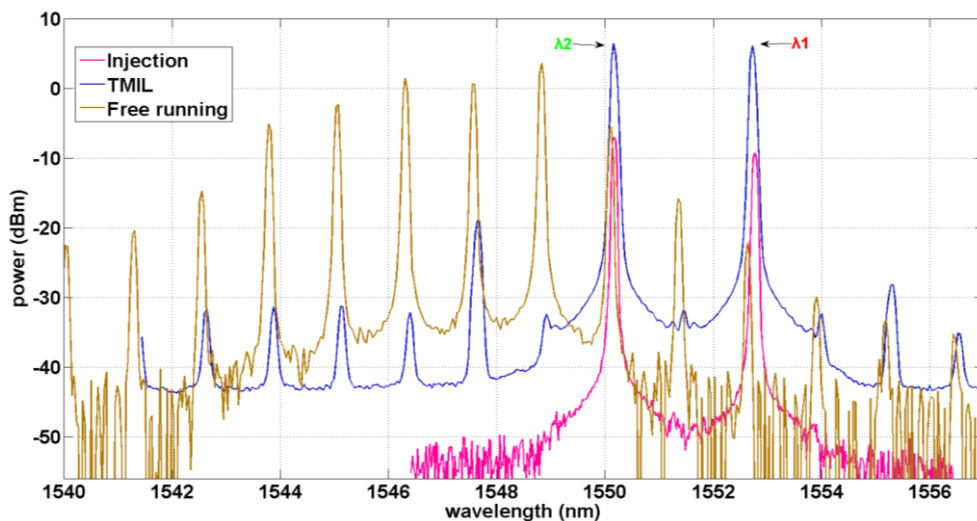
5.4.1 Η πειραματική διάταξη

Η διάταξη του σχήματος 5.8 χρησιμοποιήθηκε για την πειραματική μελέτη του αναγεννητή. Για τη γένεση της μικροκυματικής αναφοράς χρησιμοποιήθηκε η γεννήτρια Hittite HMC-T2220. Η συχνότητα αναφοράς επιλέχθηκε στα 5 GHz για λόγους συμβατότητας με τους διαθέσιμους μικροκυματικούς ενισχυτές. Για τη βελτίωση της συχνοτικής ευστάθειας, η γεννήτρια δέχεται σήμα συχνοτικής αναφοράς 10 MHz από πηγή ρουβιδίου που είναι ενσωματωμένη στο συχνόμετρο CNT-91R της Spectracom Pendulum όπως και στην περίπτωση του βασικού συστήματος IM-DD που περιγράφηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Η ίδια συχνοτική αναφορά στα 10 MHz χρησιμοποιήθηκε και στο μετατροπέα - αναλυτή συχνότητας Spectratime pico-time. Οι μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν με το pico-time και το CNT-91R στο ηλεκτρικό υποσύστημα (loop back) για τη συχνότητα των 5 GHz έδειξαν τιμή ADEV $2 \cdot 10^{-14}$ σε χρόνο ολοκλήρωσης 1 δευτερολέπτου. Η τιμή αυτή αντιστοιχεί είναι η ελάχιστη μετρήσιμη και αποτελεί το υπόβαθρο θορύβου (noise floor) του ηλεκτρικού συστήματος.

Το οπτικό μήκος κύματος $\lambda_1=1552,75$ nm γεννάται και διαμορφώνεται κατά ένταση από ένα DFB laser ακολουθούμενο από διαμορφωτή ηλεκτρο-απορρόφησης EAM (electro-absorption modulator), με λόγο σβέσης 7 dB ή αλλιώς ποσοστό διαμόρφωσης 73%. Το βάθος ή ποσοστό διαμόρφωσης ορίζεται ως ο λόγος $(P_{max} - P_{min})/(P_{max}+P_{min})$, όπου P_{max} και P_{min} είναι αντίστοιχα η μέγιστη και η ελάχιστη οπτική ισχύς του διαμορφωμένου κατά ένταση οπτικού σήματος. Ο διαμορφωτής ηλεκτρο-απορρόφησης επιφέρει ελάχιστη ολίσθηση συχνότητας (chirp) ώστε να αποφεύγεται η μετατροπή του φασικού θορύβου chirp σε θόρυβο πλάτους μέσω της διασποράς της οπτικής ίνας. Η μετάδοση πραγματοποιείται μέσα από μονότροπη οπτική ίνα μήκους 50 km και η οπτική ισχύς που εισέρχεται σε αυτή είναι +9 dBm. Στην είσοδο του αναγεννητή φθάνει οπτική ισχύς -1,7 dBm χωρίς ίνα DCF και -7,6 dBm αν παρεμβληθεί η DCF. Η ισχύς εξόδου του laser CW ρυθμίστηκε σε -4,3 dBm και το μήκος κύματος είναι $\lambda_2=1550,15$ nm. Η ελεύθερη φασματική ζώνη (FSR) του FP laser είναι 1,3 nm.



Σχήμα 5.8: Πειραματική διάταξη αξιολόγησης του αναγεννητή. EAM: Διαμορφωτής ηλεκτρο-απορρόφησης, OBPF: Οπτικό φίλτρο διέλευσης ζώνης, TFS: θερμικά ελεγχόμενη μπρομπίνα οπτικής ίνας, PFM & RFS: Σύστημα μέτρησης φάσης – συχνότητας / Συχνοτικό πρότυπο ρουβιδίου, PI: Ελεγκτής PI, RF Gen: Γεννήτρια Hitite HTC-T2220. Κόκκινες γραμμές: ηλεκτρικά σήματα, μπλε γραμμές: οπτικά σήματα.



Σχήμα 5.9: Το οπτικό φάσμα του FP laser χωρίς εγκλείωση (καφέ), των σημάτων έγχυσης (κόκκινο) και τελικά του διπλά εγκλειδωμένου laser (μπλε).

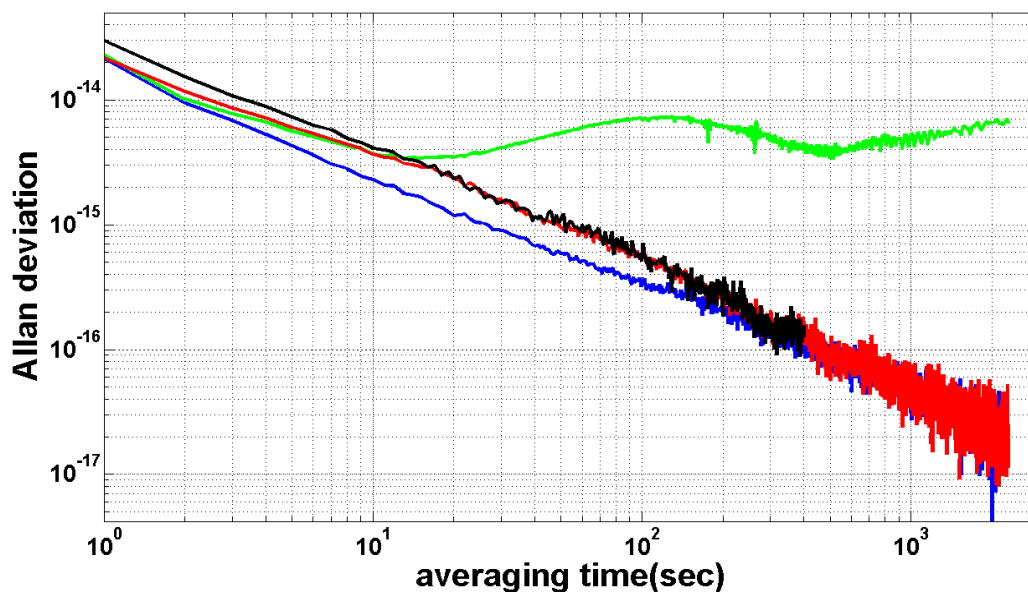
Το οπτικό φάσμα του TMIL φαίνεται στο σχήμα 5.9. Το ρεύμα έγχυσης του laser ρυθμίστηκε στα 55 mA. Η ισχύς εξόδου είναι +6,3 dBm για καθέναν από τους δύο τρόπους εγκλείωσης. Παράγωγα μίξης τεσσάρων κυμάτων δημιουργούνται από την μη γραμμική αλληλεπίδραση των λ_1 και λ_2 στην κοιλότητα του laser και εμφανίζονται εκατέρωθεν των κλειδωμένων τρόπων. Το ίδιο φαινόμενο παρατηρείται και στην αριθμητική ανάλυση (σχήμα 5.4). Το ισχυρότερο παράγωγο είναι 25 dB ασθενέστερο από την ισχύ των κλειδωμένων τρόπων και εμφανίζεται προς τα χαμηλότερα μήκη κύματος, όπου το κέρδος του laser είναι μεγαλύτερο. Τα δύο μήκη κύματος εγκλείωσης βρίσκονται στην περιοχή μεγάλου κέρδους του FP laser και έτσι δεν απαιτείται υψηλή ισχύς για την επίτευξη της εγκλείωσης. Το γεγονός αυτό κάνει περιττή την ενίσχυση του λ_1 το οποίο έχει υποστεί τις απώλειες διάδοσης. Συγκεκριμένα, η οπτική ισχύς που εγχέεται στον καθρέπτη πρόσοψης του laser είναι -7 dBm για το λ_2 και -9,5 dBm για το λ_1 , όταν δε χρησιμοποιείται ίνα DCF. Υπολογίζοντας τις απώλειες του καθρέπτη στα 4 dB, ο λόγος έγχυσης που ορίζεται ως ο λόγος της εγχεόμενης ισχύος προς την ολική ισχύ του ελεύθερα ταλαντευόμενου laser, είναι -24,3 dB για το λ_2 και -26,8 dB για το λ_1 .

Επομένως, το FP laser οδηγείται σε λειτουργία TMIL υπό μέτρια ισχύ έγχυσης και αποδίδει κέρδος 15,8 dB για το λ_1 . Αν απαιτείται η χρήση DCF για την αντιμετώπιση της διάλειψης λόγω διασποράς [159], τότε η ισχύς στην είσοδο της μετάδοσης πρέπει να αυξηθεί στα 14,9 dBm ώστε να αντισταθμίσει τις επιπλέον απώλειες των 5,9 dB που εισάγει η ίνα αντιστάθμισης της διασποράς.

Τα επίπεδα οπτικής έγχυσης και τα μήκη κύματος λ_1 και λ_2 έχουν επιλεγεί με τέτοιο τρόπο ώστε να αποδίδεται ίση ισχύς εξόδου στους δύο κλειδωμένους τρόπους, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.9. Υπό αυτές τις συνθήκες, επιτυγχάνεται λόγος σβέσης 7,7 dB και ποσοστό διαμόρφωσης 75% και για τους δύο τρόπους. Αυτές οι τιμές είναι καλύτερες και από τις αντίστοιχες του εκπεμπόμενου οπτικού σήματος, πράγμα που αποδεικνύει την αναγεννητική δράση του TMIL. Θα πρέπει να τονιστεί ότι η τυπική εφαρμογή της μονής εγκλείδωσης με έγχυση δεν αναπαράγει αποδοτικά τα διαμορφωμένα κατά ένταση οπτικά σήματα. Η ιδιότητα αυτή έχει χρησιμοποιηθεί για τον περιορισμό του θορύβου πλάτους σε τηλεπικοινωνιακά συστήματα σταθερού πλάτους, βασισμένα σε φασικές διαμορφώσεις [168]. Αν στον TMIL αναγεννητή αφαιρέσουμε το CW οπτικό σήμα, ο λόγος σβέσης του λ_1 μειώνεται στα 2,9 dB. Γενικότερα, η αναπαραγωγή της διαμόρφωσης έντασης από τα μονά κλειδωμένα lasers εξαρτάται κυρίως από τη συχνοτική απόσταση μεταξύ του εγχεόμενου φωτός και της ιδιοσυχνότητας του αντίστοιχου τρόπου. Η μείωση του λόγου σβέσης που παρατηρήθηκε με την παύση του λ_2 μπορεί να αποδοθεί στη μετατόπιση της ιδιοσυχνότητας του τρόπου στο λ_1 λόγω αύξησης της πυκνότητας των φορέων. Όσον αφορά τη διπλή εγκλείδωση, η αναπαραγωγή και βελτίωση των χαρακτηριστικών των διαμορφωμένων κατά ένταση οπτικών σημάτων επιτυγχάνεται μέσω της αλληλεπίδρασης των μεταβολών του δείκτη διάθλασης και της μεταβολής του κέρδους, όπως έχει ήδη αναφερθεί. Η ευστάθεια της εγκλείδωσης εξασφαλίζεται από την επαρκή οπτική ισχύ που εγγέεται στο λ_2 . Η επαρκής ισχύς εισόδου στο λ_1 από την άλλη μεριά οδηγεί σε βέλτιστη αναγέννηση και μεταφορά του προτύπου στο λ_2 με μεγάλο λόγο σβέσης. Αναγκαία συνθήκη για τη μεγιστοποίηση του βάθους διαμόρφωσης είναι η εξίσωση των ισχύων εξόδου στα δύο μήκη κύματος. Τότε, ο αναγεννητής αναπαράγει ή και βελτιώνει το ποσοστό διαμόρφωσης που δέχεται στην είσοδό του. Επομένως, η απαίτηση επαρκούς ισχύος εισόδου του λ_1 στον αναγεννητή καθορίζει την ισχύ εκπομπής για δεδομένη απόσταση, αν δε θεωρήσουμε ότι παρεμβάλλονται οπτικοί ενισχυτές κατά τη μετάδοση. Για παράδειγμα, για να αυξηθεί η απόσταση στα 60 και 70 km χωρίς DCF απαιτείται ισχύς εκπομπής 11,2 dBm και 13,4 dBm αντίστοιχα. Η μέγιστη συχνότητα του συχνοτικού προτύπου που μπορεί να χειριστεί ο αναγεννητής εξαρτάται από ρεύμα έγχυσης στο FP laser, την εγχεόμενη οπτική ισχύ και στα δύο μήκη κύματος και τη συχνότητα των ταλαντώσεων αποκατάστασης του laser (relaxation oscillation frequency) [165]. Δοκιμάστηκαν συχνότητες διαμόρφωσης έως και 10 GHz χωρίς να παρατηρηθεί υποβάθμιση της ευστάθειας του αναγεννητή. Ο προτεινόμενος αναγεννητής παρέχει ευελιξία στην επιλογή των μηκών κύματος τόσο στη μετάβαση (λ_1) όσο και στην επιστροφή (λ_2), μια αξιοπρόσεκτη ιδιότητα αν το σύστημα πρόκειται να ενσωματωθεί σε υπάρχον δίκτυο με πολυπλεξία διαίρεσης μήκους κύματος WDM. Η επιλογή των λ_1 , λ_2 μπορεί να αλλάξει αν απαιτείται μεγαλύτερη συχνοτική απόσταση μεταξύ τους ή αν επιθυμούμε να επιλέξουμε μήκη κύματος μέσα στην περιοχή μεγίστου κέρδους του υλικού του laser.

Η ευστάθεια του σήματος εξόδου του αναγεννητή φαίνεται στο σχήμα 5.10 (μαύρη γραμμή). Η απόκλιση Allan μετρήθηκε με εύρος ζώνης ολοκλήρωσης 1 Hz. Παράλληλα, στο ίδιο διάγραμμα απεικονίζονται η ευστάθεια του απλού συστήματος IM-DD σε ανοικτό (πράσινη) και σε κλειστό (κόκκινη) βρόχο διόρθωσης, χρησιμοποιώντας τις ίδιες παραμέτρους (ισχύς, βάθος διαμόρφωσης) και το ίδιο με τον αναγεννητή σύστημα διόρθωσης της ολίσθησης φάσης που εισάγει η μετάδοση μέσω της ίνας. Επίσης, με

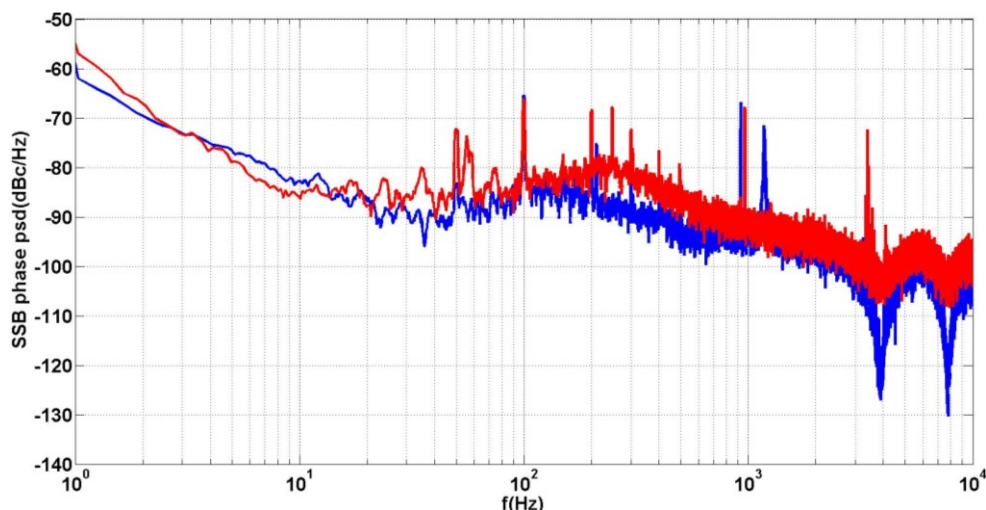
μπλε γραμμή απεικονίζεται η ευστάθεια του ηλεκτρικού υποσυστήματος αν συνδεθεί η ηλεκτρική έξοδος του πομπού με την ηλεκτρική είσοδο του δέκτη (loop – back). Η κλίση της στους μικρούς χρόνους υποδηλώνει την παρουσία λευκού θορύβου φάσης (μείωση μιας τάξης μεγέθους ανά δεκάδα χρόνου). Οι επιδόσεις loop – back του ηλεκτρικού υποσυστήματος αποτελούν και το χαμηλότερο επίπεδο αστάθειας – υπόβαθρο θορύβου (noise floor) που μπορεί να ανιχνεύσει η πειραματική διάταξη, όπως έχει ήδη αναφερθεί στο κεφάλαιο 4. Για τη μέτρηση ευστάθειας κλειστού βρόχου IM-DD ο αναγεννητής έχει αντικατασταθεί από έναν οπτικό κυκλοφορητή και οπτικό ενισχυτή EDFA. Ο οπτικός αυτός ενισχυτής παρέχει στην έξοδό του ισχύ ίση με αυτήν που αποδίδει το FP laser στο λ_2 . Οι ανακλάσεις στον πομπό και στο δέκτη-αναγεννητή έχουν αντιμετωπισθεί χρησιμοποιώντας οπτικούς συνδετήρες FC/APC και συγκολλώντας τις οπτικές ίνες όπου αυτό ήταν δυνατό. Η ευστάθεια ανοικτού βρόχου του IM-DD (πράσινη γραμμή) επηρεάζεται από αργές θερμοκρασιακές μεταβολές στο περιβάλλον του εργαστηρίου, ενώ η διόρθωση κλειστού βρόχου (κόκκινη γραμμή) τις αντιμετωπίζει επαρκώς.



Σχήμα 5.10: Η απόκλιση Allan. Μπλε: υπόβαθρο θορύβου (μόνο για τα ηλεκτρικά υποσυστήματα), πράσινο: μετάδοση ανοικτού βρόχου 50 km SMF με διαμόρφωση έντασης, κόκκινο: το ίδιο σε κλειστό βρόχο και μαύρο: η έξοδος του αναγεννητή σε διόρθωση κλειστού βρόχου.

Σε μικρούς χρόνους ολοκλήρωσης (10 – 100 δευτερολέπτων) παρατηρείται μια μικρή επιδείνωση στην επίδοση κλειστού βρόχου του IM-DD σε σχέση με το επίπεδο θορύβου του ηλεκτρικού υποσυστήματος, ενώ σε μεγαλύτερους χρόνους οι δύο καμπύλες (κόκκινη και μπλε) συγκλίνουν. Το φαινόμενο αυτό αποδίδεται στο περιορισμένο εύρος ζώνης (<0,1 Hz) και την ελαφρά υπερακόντιση (overshoot) του PI ελεγκτή της θερμικής μπουμπίνας (TFS). Στο σύστημα διόρθωσης δεν περιλαμβάνεται πιεζοηλεκτρικός εντατήρας οπτικής ίνας. Παρόλα αυτά, δεν παρατηρείται επιδείνωση της ευστάθειας σε χρόνους ολοκλήρωσης μικρότερους των 10 δευτερολέπτων. Αυτό οφείλεται στην απουσία σημαντικών μηχανικών δονήσεων στο χώρο του εργαστηρίου. Η επίδοση κλειστού βρόχου του αναγεννητή (μαύρη γραμμή) εμφανίζεται ελαφρώς υποδεέστερη από αυτήν του κλασσικού IM-DD σε μικρούς χρόνους ολοκλήρωσης, ενώ σε μεγαλύτερους (>200 sec) συγκλίνει με αυτήν της IM-DD στο επίπεδο θορύβου. Μια πιθανή πηγή αστάθειας είναι μικρές διακυμάνσεις στη θερμοκρασία και το ρεύμα των lasers που παράγουν τα δύο μήκη κύματος λ_1 , λ_2 , και στα αντίστοιχα μεγέθη του FP - TMIL. Ας σημειωθεί ότι ο TMIL αναγεννητής λειτουργεί υπό συνθήκες ασθενούς έγχυσης και οποιαδήποτε μικρή μεταβολή στην ισχύ ή και στο μήκος κύματος των

lasers μπορεί ενδεχομένως να δημιουργήσει μεταβολές στο πλάτος των ηλεκτρικών σημάτων που ανιχνεύονται στην έξοδο.



Σχήμα 5.11: Φασικός θόρυβος μονής πλευρικής (SSB phase noise). Μπλε: μετάδοση ανοικτού βρόχου 50 km με διαμόρφωση έντασης, κόκκινο: η έξοδος του αναγεννητή σε αντίστοιχη μετάδοση.

Στο σχήμα 5.11 απεικονίζεται ο φασικός θόρυβος μονής πλευρικής (SSB phase noise) του αναγεννητή (κόκκινη γραμμή) και της απλής μετάδοσης IM-DD (μπλε γραμμή). Οι μετρήσεις ελήφθησαν σε ανοικτό βρόχο. Ο φασικός θόρυβος του TMIL αναγεννητή εμφανίζει μια σαφή έξαρση στις συχνότητες από 100 έως 800 Hz σε σχέση με την IM-DD που αποδίδεται στην ύπαρξη μηχανικών – ακουστικών διαταραχών στις οπτικές ίνες διασύνδεσης των οπτικών εξαρτημάτων του αναγεννητή. Θα μπορούσε να μειωθεί με την μηχανική απομόνωση του αναγεννητή με ακουστο-απορροφητικά υλικά.

Μια άλλη σημαντική παράμετρος είναι η ευαισθησία του αναγεννητή στη μεταβολή της πολωτικής κατάστασης του εισερχόμενου σε αυτόν μήκους κύματος λ_1 . Η διαδικασία εγκλειδωσης με οπτική έγχυση είναι ευαίσθητη στην πολωτική κατάσταση του εγχόμενου πεδίου που θα πρέπει να ταυτίζεται με τον οπτικό πολωτικό άξονα του τρόπου TE της κοιλότητας του laser. Αν μειωθεί το ποσοστό ισχύος που εισέρχεται στην επιθυμητή πολωτική κατάσταση, μειώνεται ουσιαστικά και το ποσοστό έγχυσης με αποτέλεσμα την αλλαγή των παραμέτρων εγκλειδωσης. Αν το ποσοστό μειωθεί αρκετά, η εγκλειδωση του laser γίνεται ασταθής και τελικά παύει. Αυτός είναι και ο λόγος που στο σχήμα 5.10 η καμπύλη ευστάθειας του αναγεννητή σταματά στα 400 δευτερόλεπτα. Στο περιβάλλον του εργαστηρίου, που από πλευράς ευαισθησίας στην πόλωση είναι χειρότερο από αυτό των εγκατεστημένων οπτικών ινών, η ευσταθής εγκλειδωση του TMIL laser διαρκεί περίπου 4000 δευτερόλεπτα (η απόκλιση Allan υπολογίζεται για χρονικά δείγματα δεκαπλάσια από τον εκάστοτε μεσοσταθμικό χρόνο τ). Πέρα από τα 4000 δευτερόλεπτα, οι τυχαίες μεταβολές στην πολωτική κατάσταση του εισερχόμενου στον αναγεννητή κύματος προκαλούν υποβάθμιση της ευστάθειας του συστήματος. Μια πιθανή λύση στο πρόβλημα είναι η ενσωμάτωση ενός αργού συστήματος αντιστάθμισης των μεταβολών στην πόλωση. Η αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος, αποτελεί μελλοντικό πεδίο έρευνας.

5.5 Ο οπτικός αναγεννητής σε εγκατεστημένο δίκτυο πόλης

Στην προηγούμενη παράγραφο, ο οπτικός αναγεννητής – δέκτης που βασίζεται σε πολύτροπο laser διπλής εγκλειδωσης τρόπων (TMIL) μελετήθηκε πειραματικά χρησιμοποιώντας οπτική ίνα μήκους 50 km τυλιγμένη σε μπομπίνα, μέσα στο εργαστήριο. Σε αυτή την παράγραφο θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα της πειραματικής ενσωμάτωσης του οπτικού δέκτη – αναγεννητή σε εγκατεστημένο δίκτυο οπτικών ινών, στην περιοχή της Αθήνας. Για το σκοπό αυτό και στα πλαίσια του έργου

4000107039/12/D/MRP της ESA, παραχωρήθηκε από τον Οργανισμό Τηλεπικοινωνιών Ελλάδος (OTE) μια κλειστή διαδρομή οπτικής ίνας περίπου 60 km, της οποίας τα δύο άκρα κατέληγαν στο εργαστήριο οπτικών επικοινωνιών του τμήματος Πληροφορικής και Τηλεπικοινωνιών του ΕΚΠΑ, στην πανεπιστημιούπολη Ζωγράφου. Οι απολήξεις αυτές ήταν προσπελάσιμες μέσα από το πλαίσιο διανομής οπτικών ινών (ODF) του εργαστηρίου, που φαίνεται στην εικόνα 5.1. Στην ίδια εικόνα φαίνεται επίσης η πειραματική διάταξη του πομπού και δέκτη – αναγεννητή διανομής μικροκυματικού συχνοτικού προτύπου.

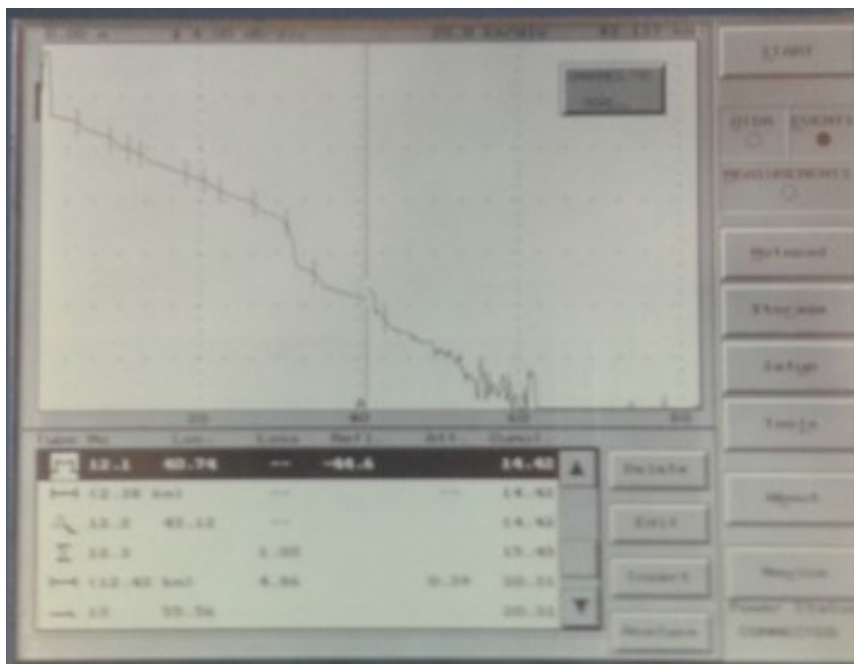


Εικόνα 5.1: Η πειραματική διάταξη για τη μελέτη της ενσωμάτωσης του δέκτη – αναγεννητή TMIL σε εγκατεστημένο δίκτυο οπτικών ινών. Στο βάθος πάνω και αριστερά της εικόνας φαίνεται το πλαίσιο διανομής οπτικών ινών (ODF) του εργαστηρίου.

Με τον τρόπο αυτό καθίσταται εφικτή η μελέτη της ευστάθειας και φασικού θορύβου του σταθεροποιημένου συστήματος διανομής συχνοτικών προτύπων μέσα από εγκατεστημένη οπτική ίνα του μητροπολιτικού δικτύου της Αθήνας.

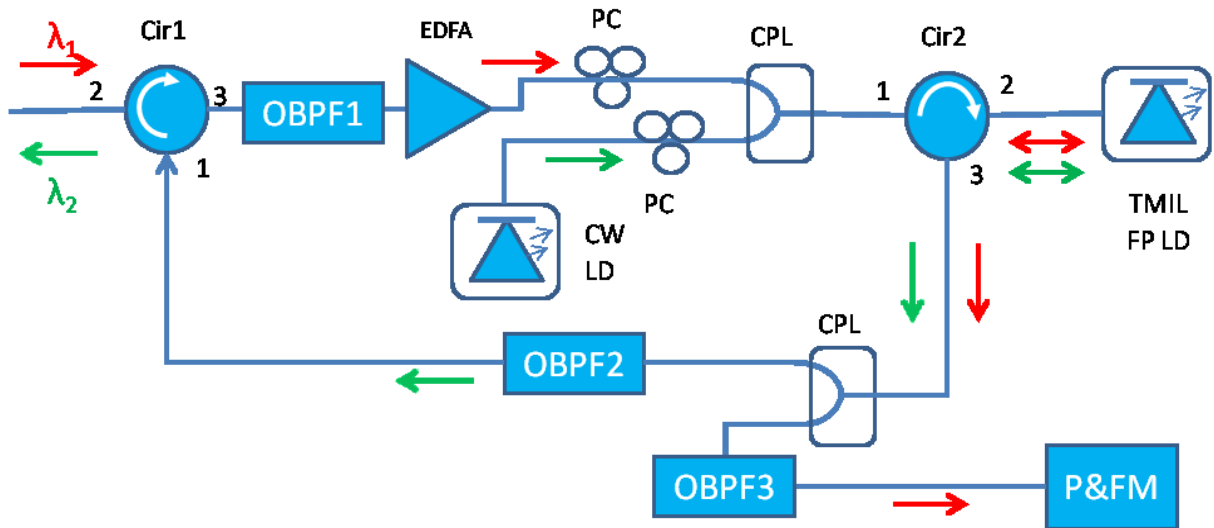
Αρχικά μετρήθηκαν τα χαρακτηριστικά της εγκατεστημένης ίνας με ανακλασίμετρο που λειτουργεί στο πεδίο του χρόνου (OTDR). Τα αποτελέσματα φαίνονται στην εικόνα 5.2. Οι απώλειες της ίνας είναι πολύ υψηλές, 22 dB περίπου και δεν δικαιολογούνται από το μήκος της. Για τυπικές τιμές εξασθένησης 0,2 dB/km των SMF, οι υπολογιζόμενες απώλειες είναι 12 dB για τα 60 km της ίνας. Τα επιπλέον 10 dB απωλειών οφείλονται σε κακές συγκολλήσεις και μη καθαρούς συνδετήρες που παρεμβάλλονται στην οπτική διαδρομή. Οι ατέλειες αυτές, εκτός της αύξησης των απωλειών, δημιουργούν και πολλαπλές ανακλάσεις κατά μήκος της οπτικής διαδρομής, παρόλο που χρησιμοποιήθηκαν οπτικοί συνδετήρες APC σε όλες τις διασυνδέσεις εντός του εργαστηρίου. Οι ισχυρές ανακλάσεις καθιστούν απαραίτητη την μεταλλαγή μήκους κύματος στο επιστρέφον οπτικό σήμα, το οποίο θα χρησιμοποιηθεί για την εκτίμηση της φασικής ολίσθησης και τη σταθεροποίηση της ζεύξης. Επομένως, πρόκειται για μια οπτική ζεύξη στην οποία ο προτεινόμενος αναγεννητής – δέκτης καθίσταται απαραίτητος.

Οι υψηλότερες του αναμενομένου απώλειες και οι ισχυρές ανακλάσεις της οπτικής ζεύξης επέβαλαν ορισμένες τροποποιήσεις στη διάταξη του δέκτη – αναγεννητή σε σχέση με το σχήμα 5.7. Ο τροποποιημένος TMIL αναγεννητής φαίνεται στο σχήμα 5.12.



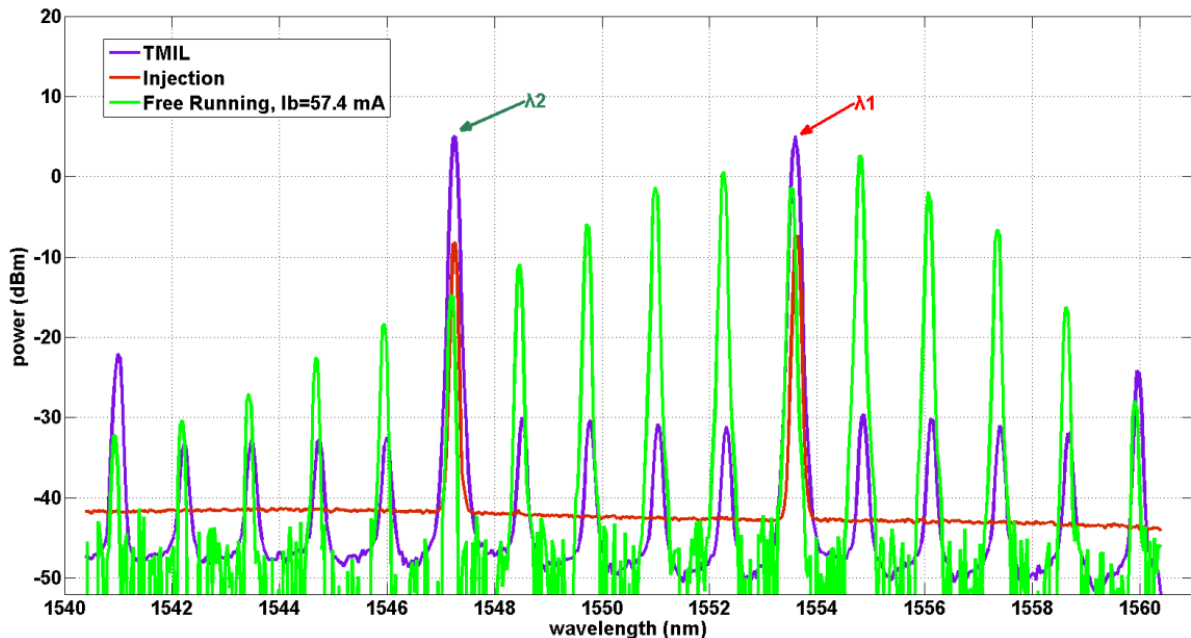
Εικόνα 5.2: Η οθόνη του OTDR κατά τη μέτρηση της εγκατεστημένης οπτικής ίνας μήκους περίπου 60 km. Οι μεγαλύτερες του αναμενομένου απώλειες που παρατηρούνται οφείλονται σε κακές συγκολλήσεις και μη καθαρούς συνδετήρες που παρεμβάλλονται στην οπτική διαδρομή. Ιδιαίτερα στο μέσο της διαδρομής, όπως φαίνεται στην εικόνα, υπάρχει απότομη πτώση της ισχύος που πιθανόν να οφείλεται στους συνδετήρες ανακατεύθυνσης μεταξύ των δύο τμημάτων της ίνας, στις εγκαταστάσεις του ΟΤΕ.

Εξαιτίας των αυξημένων κατά 10 dB απωλειών και αντίστοιχης μείωσης της ισχύος, η εγκλείδωση του FP laser στο εισερχόμενο, διαμορφωμένο με το συχνοτικό πρότυπο μήκος κύματος λ_1 καθίσταται ασταθής. Για το λόγο αυτό, προστέθηκε οπτικός ενισχυτής EDFA μετά τον κυκλοφορητή Cir1, ο οποίος αντισταθμίζει τις απώλειες αυτές. Οι ισχυρές ανακλάσεις της ζεύξης, όσον αφορά το οπτικό σήμα μετάδοσης σε μήκος κύματος λ_1 , αντιμετωπίζονται με τη μεταλλαγή μήκους κύματος που παρέχει ο δέκτης – αναγεννητής. Όσον όμως αφορά το μήκος κύματος λ_2 , οι ανακλάσεις στη διαδρομή του οπτικού σήματος επιστροφής στον πομπό αφού διέλθουν μέσα από τον κυκλοφορητή Cir1, προστίθενται στο σήμα του CW laser που λειτουργεί στο ίδιο μήκος κύματος λ_2 . Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την αποσταθεροποίηση της εγκλείδωσης του FP laser στο λ_2 . Για να εμποδιστούν λοιπόν αυτές οι ανακλάσεις, εισάγεται πριν τον EDFA και μετά τον κυκλοφορητή Cir1, ένα οπτικό φίλτρο διέλευσης ζώνης γύρω από το λ_1 . Η συνδυασμένη δράση του φίλτρου αυτού με τον οπτικό ενισχυτή εξασφαλίζει την σταθερότητα εγκλείδωσης και στους δύο τρόπους του FP laser. Η παρουσία όμως του οπτικού ενισχυτή επιβαρύνει τον οπτικό λόγο σήματος προς θόρυβο (OSNR). Η επιβάρυνση αυτή επιδρά σε κάποιο βαθμό στην ευστάθεια του λαμβανόμενου σήματος, πράγμα που θα γίνει φανερό στη συνέχεια.

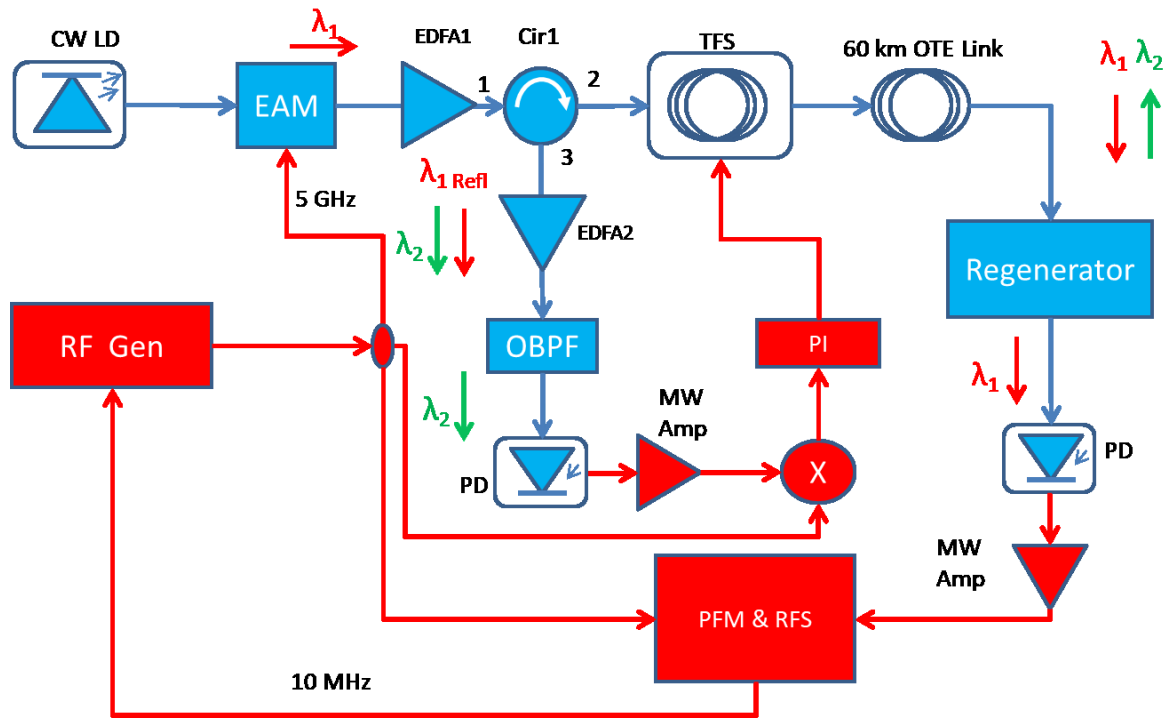


Σχήμα 5.12: Ο τροποποιημένος TMIL δέκτης – αναγεννητής. Προστέθηκε ο οπτικός ενισχυτής EDFA για την αντιμετώπιση των αυξημένων απωλειών και το οπτικό φίλτρο OBPF1 για την αντιμετώπιση των ισχυρών ανακλάσεων στο μήκος κύματος λ_2 , οι οποίες θα δημιουργούσαν αστάθεια στη διαδικασία εγκλειδωσης του FP laser. P&FM: Σύστημα μέτρησης της φασικής και συχνοτικής ευστάθειας.

Για να διευκολυνθεί η απομόνωση του επιστρέφοντος σήματος λόγω των ισχυρών ανακλάσεων, το μήκος κύματος λ_2 τέθηκε στα 1547,3 nm, ενώ το μήκος κύματος λ_1 τέθηκε στα 1553,8 nm, δηλαδή σε μεγαλύτερη συχνοτική απόσταση, πενταπλάσια της ελεύθερης φασματικής ζώνης (FSR), $5 \times \text{FSR} = 5 \times 1,3 \text{ nm} = 6,5 \text{ nm}$, σε σχέση με τις ρυθμίσεις του σχήματος 5.9. Το ρεύμα έγχυσης τέθηκε στα 57,4 mA και οι υπόλοιπες παράμετροι λειτουργίας (ισχύς έγχυσης, πόλωση, κλπ) ρυθμίστηκαν έτσι ώστε να επιτευχθεί αναστρέφουσα ενίσχυση με ίση ισχύ εξόδου για τους δύο τρόπους, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.13.

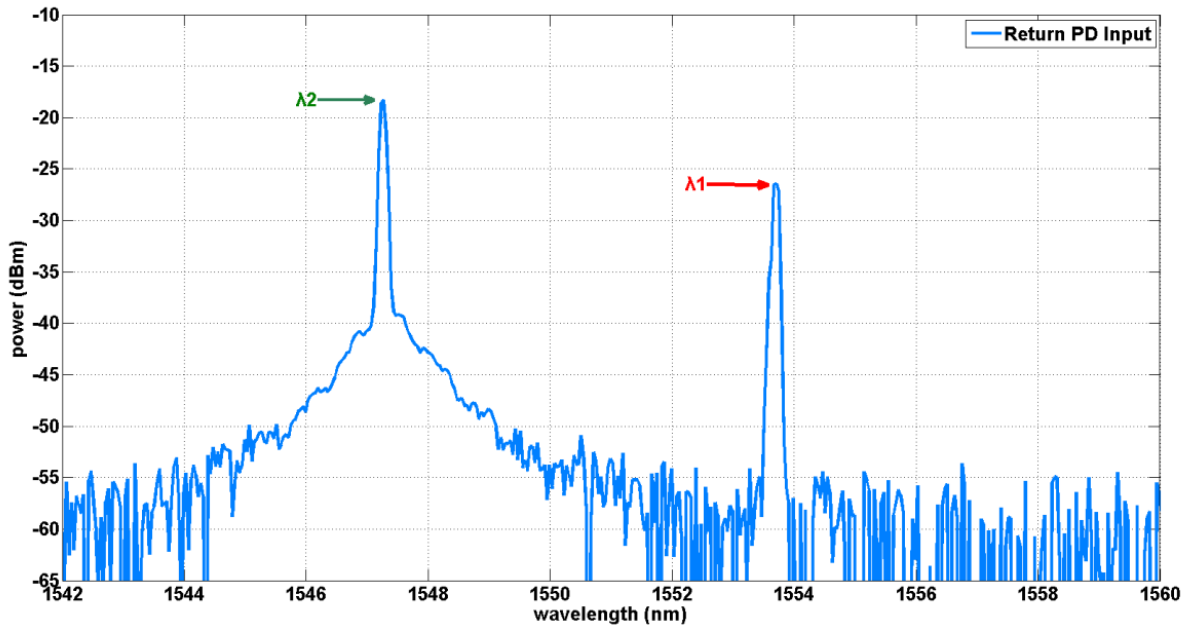


Σχήμα 5.13: Το οπτικό φάσμα του FP laser χωρίς εγκλειδωση (πράσινο), των σημάτων έγχυσης (κόκκινο) και τελικά του διπλά εγκλειδωμένου laser (μπλε).

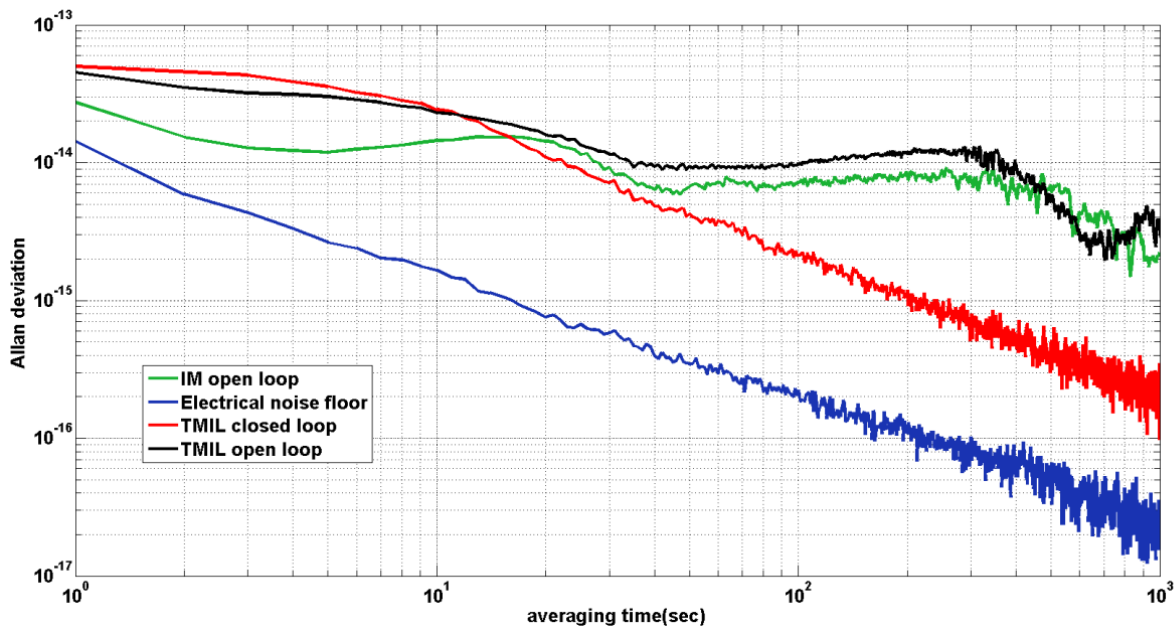


Σχήμα 5.14: Η πειραματική διάταξη. Η εργαστηριακή μπομπίνα των 50 km αντικαταστάθηκε από την εγκατεστημένη ζεύξη των 60 km. Ο ενισχυτής EDFA₂ αντισταθμίζει τις απώλειες του σήματος επιστροφής.

Το ολοκληρωμένο πειραματικό σχήμα που χρησιμοποιήθηκε για την αξιολόγηση του TML δέκτη – αναγεννητή, ενσωματωμένου σε εγκατεστημένο δίκτυο οπτικών ινών, φαίνεται στο σχήμα 5.14. Η εργαστηριακή μπομπίνα των 50 km αντικαταστάθηκε από την εγκατεστημένη ζεύξη των 60 km. Το υψηλής σταθερότητας μικροκυματικό πρότυπο συχνότητας 5 GHz δημιουργήθηκε όπως περιγράφεται στην παράγραφο 4.2. Στη συνέχεια, το μικροκυματικό σήμα διέρχεται από οπτικό διαμορφωτή ηλεκτροαπορρόφησης (EAM), ενσωματωμένο στο DFB laser. Μετά την ηλεκτροπτική διαμόρφωση, το οπτικό σήμα ενισχύεται και μέσω του κυκλοφορητή Cir1 οδηγείται στην θερμική μπομπίνα οπτικής ίνας και από εκεί στην ίνα του ΟΤΕ. Στο άλλο άκρο της εγκατεστημένης ίνας βρίσκεται ο προτεινόμενος δέκτης – αναγεννητής όπως φαίνεται στο σχήμα 5.14 και είναι η ελαφρώς τροποποιημένη έκδοση του σχήματος 5.12. Επίσης, προστέθηκε ο οπτικός ενισχυτής EDFA₂, προκειμένου να επιτευχθεί ικανοποιητική ισχύς στο μήκος κύματος επιστροφής λ_2 . Ο ενισχυτής αυτός παρέχει στην έξοδό του κορεσμένη οπτική ισχύ 2 mW, αρκετή για να αναδειχθεί ένα ισχυρό σήμα σφάλματος μετά τη φωτοφύραση και τη φασική μικροκυματική σύγκριση. Παρόλα αυτά, οι ισχυρές ανακλάσεις του προς το δέκτη μεταδιδόμενου οπτικού σήματος, στο μήκος κύματος λ_1 , εμφανίζονται να είναι μόνο κατά 8 dB ασθενέστερες από το επιστρέφον στο λ_2 , παρά το μεγάλο φασματικό διαχωρισμό και τη διέλευση από το οπτικό ζωνοπερατό φίλτρο (κεντρικό μήκος κύματος στο λ_2), όπως φαίνεται στο σχήμα 5.15. Το γεγονός αυτό, μαζί με την υποβάθμιση του οπτικού λόγου σήματος προς θόρυβο που αναφέρθηκε προηγουμένως, χειροτερεύει τις επιδόσεις ευστάθειας του συστήματος. Η κατάσταση θα μπορούσε να βελτιωθεί σημαντικά, αν χρησιμοποιούνταν ένα πιο επιλεκτικό οπτικό φίλτρο σε σχέση με αυτά που ήταν διαθέσιμα στο εργαστήριο.



Σχήμα 5.15: Το οπτικό φάσμα στην είσοδο της φωτοδιόδου φώρασης του σήματος επιστροφής. Η ισχύς στο μήκος κύματος λ_2 που επιστρέφει το φασικά θορυβώδες λόγω της μετάδοσης μικροκυματικό πρότυπο, είναι κατά μόλις 8 dB μεγαλύτερη από αυτή των ανακλάσεων στο λ_1 , παρά το φιλτράρισμα που υφίσταται στο OBPF.

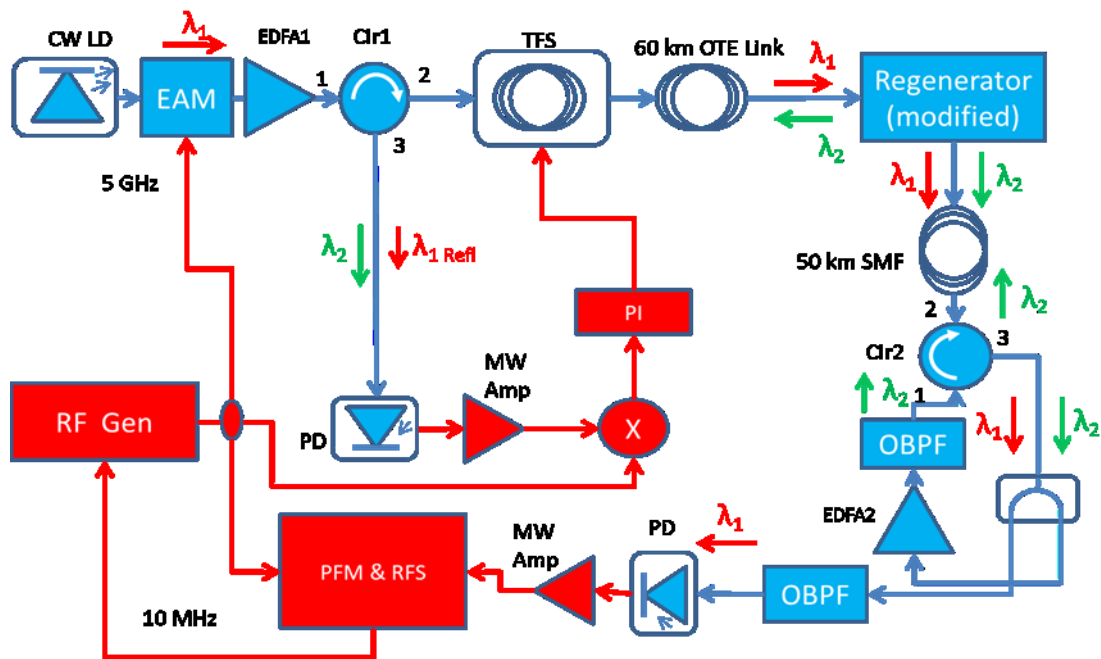


Σχήμα 5.16: Η απόκλιση Allan κατά τη μετάδοση μέσα από εγκατεστημένη οπτική ίνα μήκους 60km, για το λαμβανόμενο με απλή διαμόρφωση έντασης (IM) σήμα σε ανοικτό βρόχο (πράσινο) και για τα σήματα εξόδου ανοικτού (μαύρο) και κλειστού (κόκκινο) βρόχου του αναγεννητή. Συμπεριλαμβάνεται το υπόβαθρο ηλεκτρικού θορύβου (μπλε).

Στο σχήμα 5.16 φαίνονται οι μετρήσεις της απόκλισης Allan για τη μετάδοση μέσα από το εγκατεστημένο δίκτυο με χρήση του TMIL δέκτη – αναγεννητή. Σε ανοικτό βρόχο, οι επιδόσεις του αναγεννητή (μαύρο) είναι ελαφρώς υποδεέστερες από αυτές του κλασσικού σχήματος (πράσινο), ιδιαίτερα σε μικρούς χρόνους ολοκλήρωσης, εξαιτίας της ευαισθησίας του στις ανακλάσεις και στην κατάσταση πόλωσης του εισερχόμενου κύματος, όπως και την υποβάθμιση του OSNR, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως στην παρούσα παράγραφο, αλλά και στην παράγραφο 5.4.1. Σε κλειστό βρόχο (κόκκινο), ο δέκτης – αναγεννητής προσεγγίζει το υπόβαθρο ηλεκτρικού θορύβου σε μεγάλους χρόνους ολοκλήρωσης. Και πάλι, οι επιδόσεις του υπολείπονται από αυτές που

επετεύχθησαν στο σχήμα 5.10, κυρίως εξαιτίας της υποβάθμισης του OSNR λόγω αυξημένων απωλειών.

Θα πρέπει να τονιστεί ότι το FP laser παρέμεινε κλειδωμένο καθόλη τη διάρκεια των μετρήσεων των 10^4 δευτερολέπτων (δεκαπλάσια του χρόνου υπολογισμού των 10^3 δευτερολέπτων της απόκλισης Allan), παρά τη μεταβολή της πολωτικής κατάστασης του εισερχόμενου οπτικού κύματος. Το φαινόμενο αυτό, οδήγησε στον περιορισμό του χρόνου μέτρησης στα 4000 δευτερόλεπτα, στην περίπτωση της ίνας 50 km τοποθετημένης στο εργαστήριο (παράγραφος 5.4.1). Αυτό πιθανότατα οφείλεται στις μειωμένες διαταραχές πόλωσης και θερμοκρασίας τις οποίες υφίσταται η εγκατεστημένη στο υπέδαφος ίνα, σε σχέση με την μπομπίνα που χρησιμοποιήθηκε στο εργαστήριο. Μετρήσεις της μειωμένης αυτής έκθεσης σε περιβαλλοντικές διαταραχές θα παρουσιαστούν στη συνέχεια.



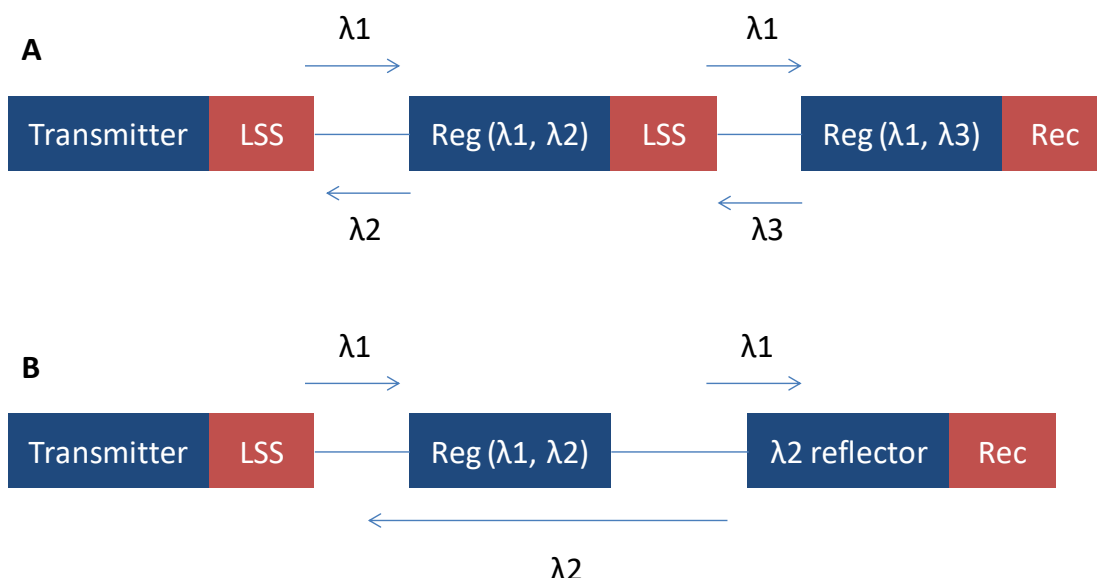
Σχήμα 5.17: Η πειραματική διάταξη αξιολόγησης των δύο διαδοχικών οπτικών ζεύξεων διανομής μικροκυματικού συχνοτικού προτύπου.

Μέχρι στιγμής, ο προτεινόμενος TMIL αναγεννητής έχει μελετηθεί ως δέκτης, με την έξοδο στο λ_1 να οδηγείται απευθείας σε φωτοδίοδο αποκάλυψης του μικροκυματικού προτύπου ενώ η έξοδος στο λ_2 να οδηγείται πίσω στον πομπό για την ανάδειξη του φασικού σφάλματος. Στη συνέχεια, ο αναγεννητής θα ενσωματωθεί ως τέτοιος σε σύστημα διαδοχικής μετάδοσης του συχνοτικού προτύπου. Το πρώτο τμήμα της ζεύξης αποτελείται από την εγκατεστημένη οπτική ίνα 60 km του OTE ενώ το δεύτερο από την εργαστηριακή μπομπίνα των 50 km σχηματίζοντας μια συνολική ζεύξη 110 km, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.17. Ο αναγεννητής τοποθετείται στη διασύνδεση των δύο τμημάτων. Το πρώτο τμήμα της διάταξης που αφορά τον πομπό και τη ζεύξη μέσω της ίνας του OTE παραμένει το ίδιο, όπως και στο σχήμα 5.14. Αρχικά, ένα DFB laser διαμορφώνεται εξωτερικά με τον ενσωματωμένο διαμορφωτή EAM. Στη συνέχεια το οπτικό σήμα ενισχύεται, διέρχεται από τη θερμικά ελεγχόμενη μπομπίνα οπτικής ίνας και διαδίδεται στην εγκατεστημένη ίνα 60 km του OTE. Όπως έχει ήδη αναφερθεί το δεύτερο άκρο της ίνας καταλήγει επίσης στο εργαστήριο και συνδέεται στην είσοδο του οπτικού αναγεννητή. Ο αναγεννητής επαναφέρει την πιστότητα και ευστάθεια του σήματος σε αποδεκτές τιμές, εμποδίζοντας την περαιτέρω υποβάθμιση του OSNR και βελτιώνοντας το βάθος διαμόρφωσης του εισερχόμενου οπτικού σήματος. Ταυτόχρονα, παράγει ένα αντίτυπο του ενισχυμένου – αναγεννημένου σήματος σε μήκος κύματος λ_2 . Το σήμα αυτό επιστρέφει στον πομπό, όπου συγκρινόμενο με την αναφορά μετά τη

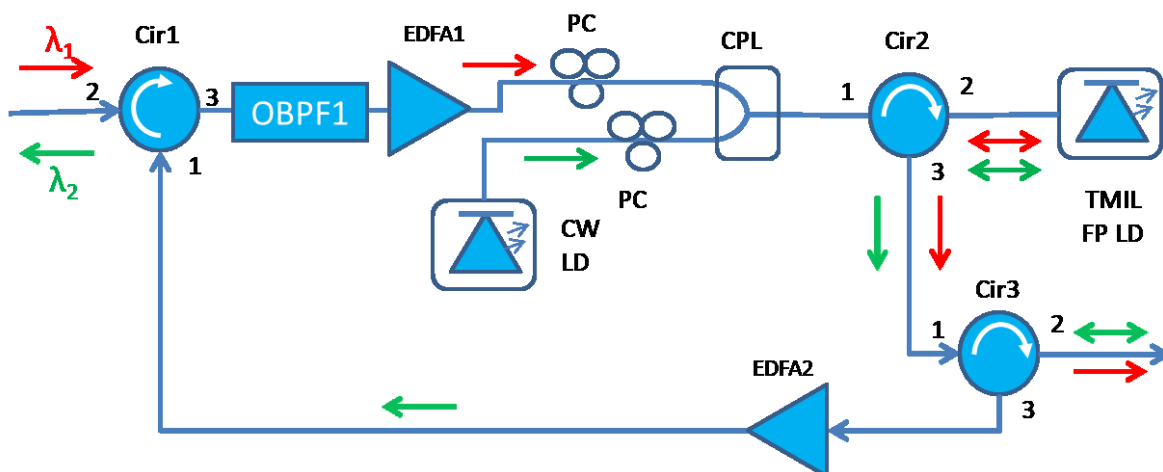
φώραση, θα αποκαλύψει το επιβαλλόμενο από τις περιβαλλοντικές διαταραχές φασικό σφάλμα. Το σφάλμα αυτό επιβάλλει μέσω του αναλογικού – ολοκληρωτικού ελεγκτή PI τις απαραίτητες διορθώσεις στη θερμοκρασία του θερμικού θαλάμου, ώστε να αντισταθμιστεί ο συσσωρευμένος κατά τη μετάδοση στην ίνα φασικός θόρυβος.

Το δεύτερο τμήμα της ζεύξης αποτελείται από την ίνα των 50 km που βρίσκεται στο εργαστήριο. Θα πρέπει να σημειωθεί πως ένα ολοκληρωμένο σύστημα σαν κι αυτό που περιγράφουμε θα απαιτούσε ένα δεύτερο υποσύστημα διόρθωσης του συσσωρευμένου κατά τη διαδρομή στην δεύτερη ίνα των 50 km φασικού θορύβου. Ο ρόλος του αναγεννητή δεν είναι μόνο να βελτιώσει τον OSNR αλλά επίσης να διορθώσει το φασικό σφάλμα της επόμενης διαδρομής, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.7, όπου στην έξοδο του αναγεννητή παρεμβάλλεται το υποσύστημα διόρθωσης (PEC). Ένα τέτοιο υποσύστημα θα απαιτούσε την ύπαρξη μιας δεύτερης θερμικά ελεγχόμενης μπομπίνας οπτικής ίνας, καθώς και τα αναγκαία οπτικοηλεκτρονικά, μικροκυματικά και χαμηλής συχνότητας αναλογικά και ψηφιακά ηλεκτρονικά κυκλώματα που είναι απαραίτητα για την αντιστάθμιση του συσσωρευμένου φασικού θορύβου. Επίσης, το λ_2 θα πρέπει να επιστρέψει στον πομπό μέσα από την ίνα του ΟΤΕ, χωρίς να επιτραπεί η διέλευσή του στο δεύτερο τμήμα της ζεύξης. Στο τέλος της ζεύξης, μετά την ίνα των 50 km, θα πρέπει να υπάρχει ένας δεύτερος δέκτης – αναγεννητής, ο οποίος θα ενισχύσει το λαμβανόμενο σήμα και ταυτόχρονα θα δημιουργήσει το αντίτυπό του σε μήκος κύματος λ_3 , το οποίο και θα δρομολογήσει πίσω προς τον ενδιάμεσο κόμβο. Το σήμα αυτό θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί από το υποσύστημα διόρθωσης για την αυτόνομη σταθεροποίηση της φάσης στο δεύτερο τμήμα της ζεύξης.

Εξαιτίας της έλλειψης των εξαρτημάτων που απαιτούνταν για να υλοποιηθεί ένα πλήρες σύστημα όπως αυτό που περιγράφηκε, δεν ήταν δυνατόν να πραγματοποιηθούν πειράματα πλήρους αξιολόγησης του ενσωματωμένου στη διαδοχική ζεύξη των 110 km αναγεννητή. Για να επιτευχθεί η εξαγωγή κάποιων αντιπροσωπευτικών συμπερασμάτων, έγιναν τροποποιήσεις στη διάταξη με στόχο την ταυτόχρονη σταθεροποίηση και των δύο τμημάτων της διαδρομής και όχι του κάθε τμήματος ξεχωριστά, χρησιμοποιώντας τον αναγεννητή. Για το λόγο αυτό, αφενός επιτράπηκε η διάδοση του λ_2 και στο δεύτερο κομμάτι της ζεύξης και αφετέρου το λ_2 χρησιμοποιήθηκε ως συνολικό σήμα επιστροφής για την εξαγωγή του συσσωρευμένου και στους δύο κλάδους φασικού σφάλματος. Έτσι, αντί να τοποθετηθεί δεύτερος αναγεννητής στον τελικό δέκτη, τα δύο μήκη κύματος που μεταφέρουν ταυτόσημα ηλεκτρικά σήματα διαχωρίζονται με οπτικά φίλτρα και το μεν λ_1 οδεύει προς την τελική φωτοδίοδο, το δε λ_2 επιστρέφει μετά από οπτική ενίσχυση μέσω του κυκλοφορητή Cir2 προς τον ενδιάμεσο κόμβο και από εκεί προς τον πομπό. Θα πρέπει να τονιστεί πως ελαχιστοποιήθηκαν οι ανακλάσεις στο δεύτερο τμήμα σε μήκος κύματος λ_2 , χρησιμοποιώντας το ενιαίο κομμάτι ίνας της εργαστηριακής μπομπίνας των 50 km, συγκολλώντας μεταξύ τους τις ίνες απόληξης των οπτικών εξαρτημάτων όπου ήταν δυνατόν και χρησιμοποιώντας οπτικούς συνδετήρες FC/APC σε σημεία που δεν επέτρεπαν συγκόλληση. Χωρίς την σημαντική υποβάθμιση της ισχύος αυτών των ανακλάσεων δε θα ήταν δυνατή η εξαγωγή ενός χρήσιμου για τη σταθεροποίηση της συνολικής ζεύξης σήματος φασικού σφάλματος στον πομπό. Η διαφορά του πειραματικού σχήματος που τελικά υλοποιήθηκε από το ιδανικό των δύο αναγεννητών, φαίνεται στο σχήμα 5.18.



Σχήμα 5.18: A) Το ιδανικό σχήμα διανομής με δύο ζεύξεις και δύο αναγεννητές. Περιλαμβάνει δύο υποσυστήματα σταθεροποίησης, ένα για κάθε κλάδο της ζεύξης (LSS). Κάθε τέτοιο υποσύστημα περιλαμβάνει τις θερμικά ελεγχόμενες μπομπίνες ίνας αντιστάθμισης και τα απαραίτητα οπτικοηλεκτρονικά και ηλεκτρονικά εξαρτήματα. B) Το απλούστερο σύστημα που υλοποιήθηκε και μελετήθηκε πειραματικά.

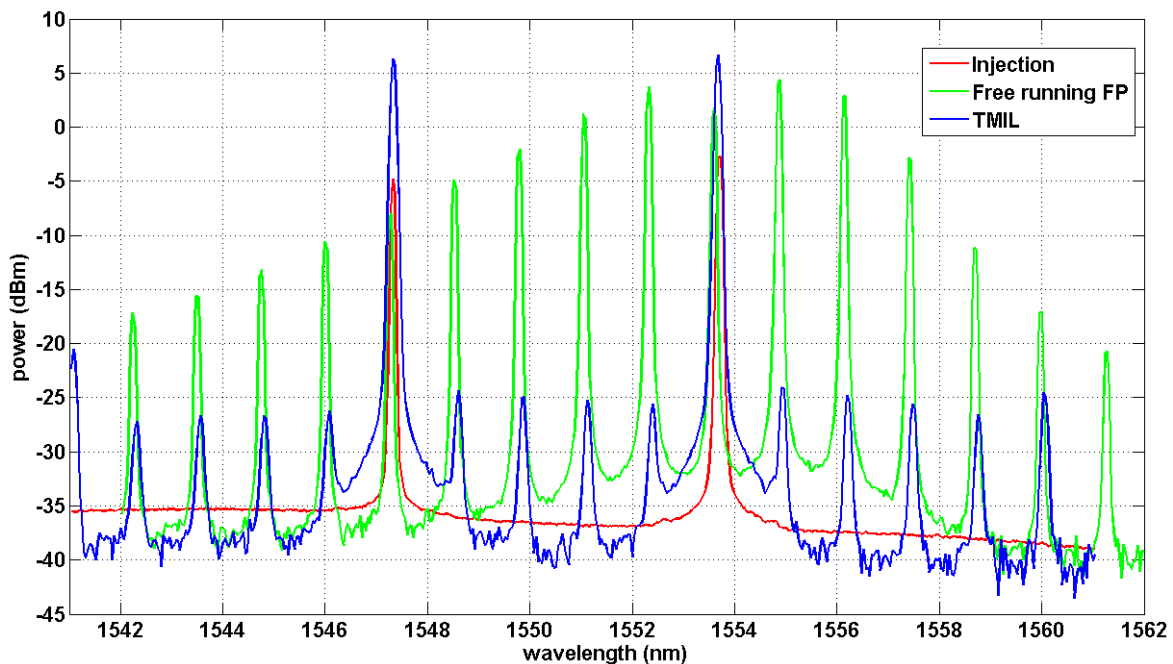


Σχήμα 5.19: Ο τροποποιημένος αναγεννητής TMIL. Αφαιρέθηκαν τα φίλτρα διαχωρισμού στην έξοδο, καθώς και το υποσύστημα διόρθωσης της φάσης. Στην επιστροφή προστέθηκε ένας οπτικός ενισχυτής, ο EDFA2, για την επαναφορά της ισχύος του σήματος επιστροφής λ_2 από το δέκτη, ώστε να αντιμετωπίσει τις αυξημένες απώλειες της εγκατεστημένης ίνας.

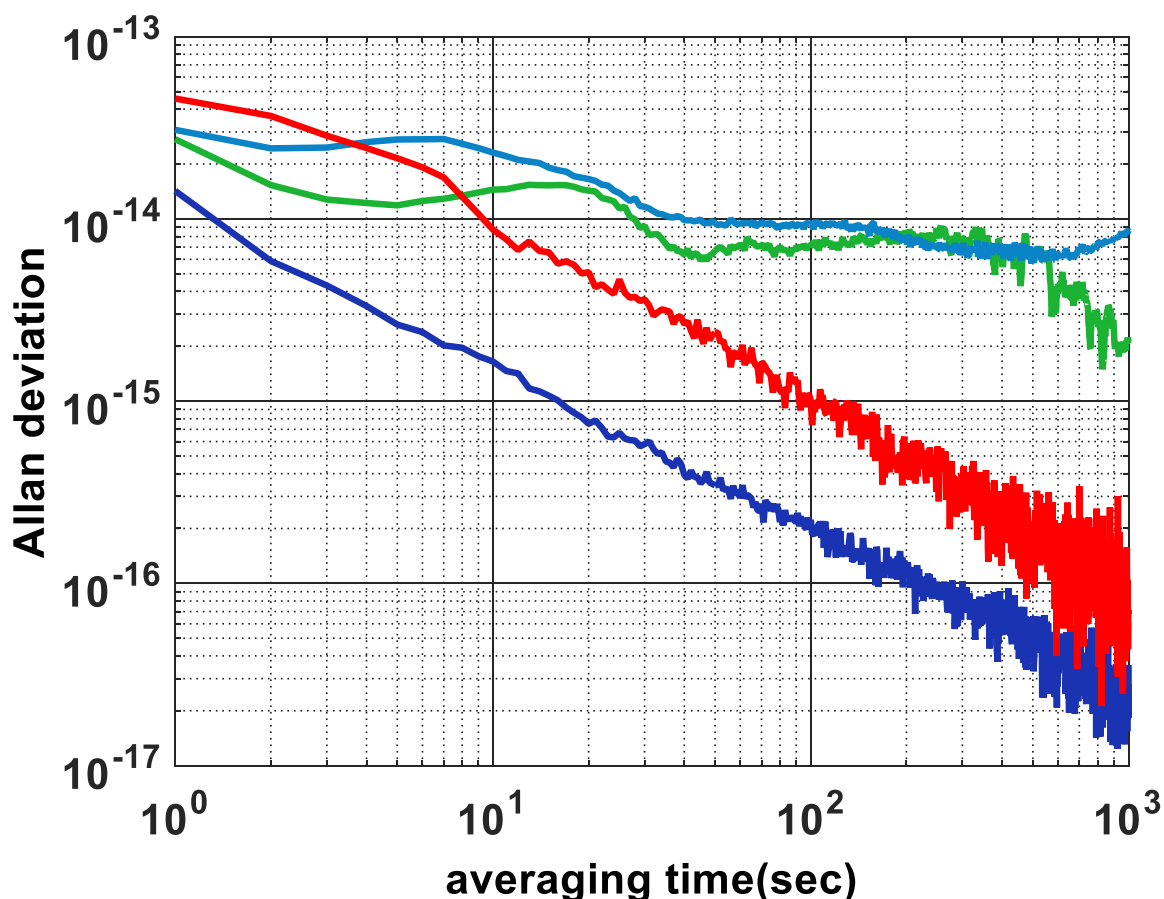
Για να γίνει εφικτή η υλοποίηση του απλούστερου αυτού σχήματος έγιναν κάποιες αναγκαίες τροποποιήσεις στον αναγεννητή TMIL που φαίνονται στο σχήμα 5.19.

Ακολουθεί η αναλυτική περιγραφή του συστήματος διανομής μικροκυματικού προτύπου μέσα από τη διαδοχική ζεύξη μήκους 110 km που φαίνεται στο σχήμα 5.17. Το οπτικό φέρον σε μήκος κύματος $\lambda_1 = 1553,64$ nm παράγεται από DFB laser και διαμορφώνεται με το μικροκυματικό πρότυπο συχνότητας 5 GHz από τον ενσωματωμένο διαμορφωτή EAM. Το βάθος διαμόρφωσης ρυθμίζεται στο 70%. Μετά από ενίσχυση και διέλευση μέσα από τη θερμικά ελεγχόμενη μπομπίνα οπτικής ίνας, η ισχύς του σήματος που φτάνει στην είσοδο της εγκατεστημένης μονότροπης ίνας των 60 km είναι +9,8 dBm. Στην είσοδο του αναγεννητή στον ενδιάμεσο κόμβο, η ισχύς έχει μειωθεί στα -16,2 dBm λόγω των υπερβολικών απωλειών. Το laser CW του αναγεννητή αποδίδει ισχύ -1 dBm σε μήκος κύματος $\lambda_2 = 1547,28$ nm, διατηρώντας την απόσταση των $5 \times \text{FSR} = 5 \times 1,3 \text{ nm}$ περίπου από το λ_1 . Τα μήκη κύματος και τα επίπεδα ισχύος έγχυσης ρυθμίστηκαν ώστε

να αποδίδεται ίση ισχύς στους δύο εγκλειδωμένους τρόπους με αναστρέφουσα λειτουργία, όπως συμβαίνει σε όλα τα προηγούμενα πειράματα. Ο λόγος σβέσης μετρήθηκε στα 7,5 dB και το βάθος διαμόρφωσης στο 72% και στα δύο μήκη κύματος, βελτιώνοντας ελαφρά τα αντίστοιχα μεγέθη εισόδου και επιβεβαιώνοντας την αναγεννητική λειτουργία του προτεινόμενου συστήματος. Το φάσμα εισόδου, ελεύθερης λειτουργίας και διπλής εγκλείδωσης του FP laser φαίνεται στο σχήμα 5.20 και είναι σχεδόν πανομοιότυπο με αυτό του σχήματος 5.13. Το ρεύμα πόλωσης του FP laser τέθηκε στα 59,3 mA και η ισχύς εξόδου για κάθε τρόπο ήταν +6,6 dBm. Παράγωγα μίξης τεσσάρων κυμάτων σε μήκη κύματος 1541 nm και 1560 nm δημιουργούνται στην κοιλότητα του laser από τη μη γραμμική αλληλεπίδραση των οπτικών πεδίων των δύο εγκλειδωμένων τρόπων. Η οπτική ισχύς που εγχέεται στη διεπαφή του FP laser είναι -5 dBm για το λ_2 , και -3 dBm για το λ_1 , οδηγώντας το laser σε κατάσταση μέτριας έγχυσης. Η ισχύς του λ_1 έχει αυξηθεί σε αυτό το επίπεδο μετά τη διέλευση του σήματος εισόδου (ισχύος -16,2 dBm πριν τον κυκλοφορητή και τον συζεύκτη) από τον οπτικό ενισχυτή EDFA1 του τροποποιημένου αναγεννητή, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.19. Η οπτική ισχύς που τελικά οδηγείται στην είσοδο της εργαστηριακής ίνας των 50 km είναι +3,7 dBm για καθένα από τα δύο μήκη κύματος. Η ισχύς που φτάνει στον τελικό δέκτη είναι -7,6 dBm σε καθένα από τα μήκη κύματος και μετά από τον οπτικό διαχωριστή και το φίλτρο, η ισχύς που φτάνει στην τελική φωτοδίοδο σε μήκος κύματος λ_1 είναι -19,8 dBm. Το σήμα επιστροφής σε μήκος κύματος λ_2 αφού ενισχυθεί στα +17 dBm οδηγείται στην ίνα των 50 km μέσα από τον οπτικό κυκλοφορητή Cir2. Στον ενδιάμεσο κόμβο - αναγεννητή, ένας δεύτερος οπτικός ενισχυτής, EDFA2, αποκαθιστά την ισχύ στο επίπεδο των +17 dBm για το λ_2 και το προωθεί στην ίνα των 60 km μέσα από τον κυκλοφορητή Cir1 (σχήμα 5.19). Η οπτική ισχύς που φτάνει στη φωτοδίοδο ανίχνευσης του σήματος επιστροφής στον πομπό σε μήκος κύματος λ_2 είναι -14 dBm χωρίς φιλτράρισμα. Το σήμα επιστροφής περιέχει και τις ανακλάσεις στο λ_1 που μετρούνται στα -24 dBm, 10 dB χαμηλότερα, και δεν επηρεάζουν αισθητά την ποιότητα του σήματος φασικού σφάλματος που αναδεικνύεται μετά τη φωτοφύραση και μίξη με την αναφορά.



Σχήμα 5.20: Το οπτικό φάσμα του FP laser χωρίς εγκλείδωση (πράσινο), των σημάτων έγχυσης (κόκκινο) και τελικά του διπλά εγκλειδωμένου laser (μπλε).

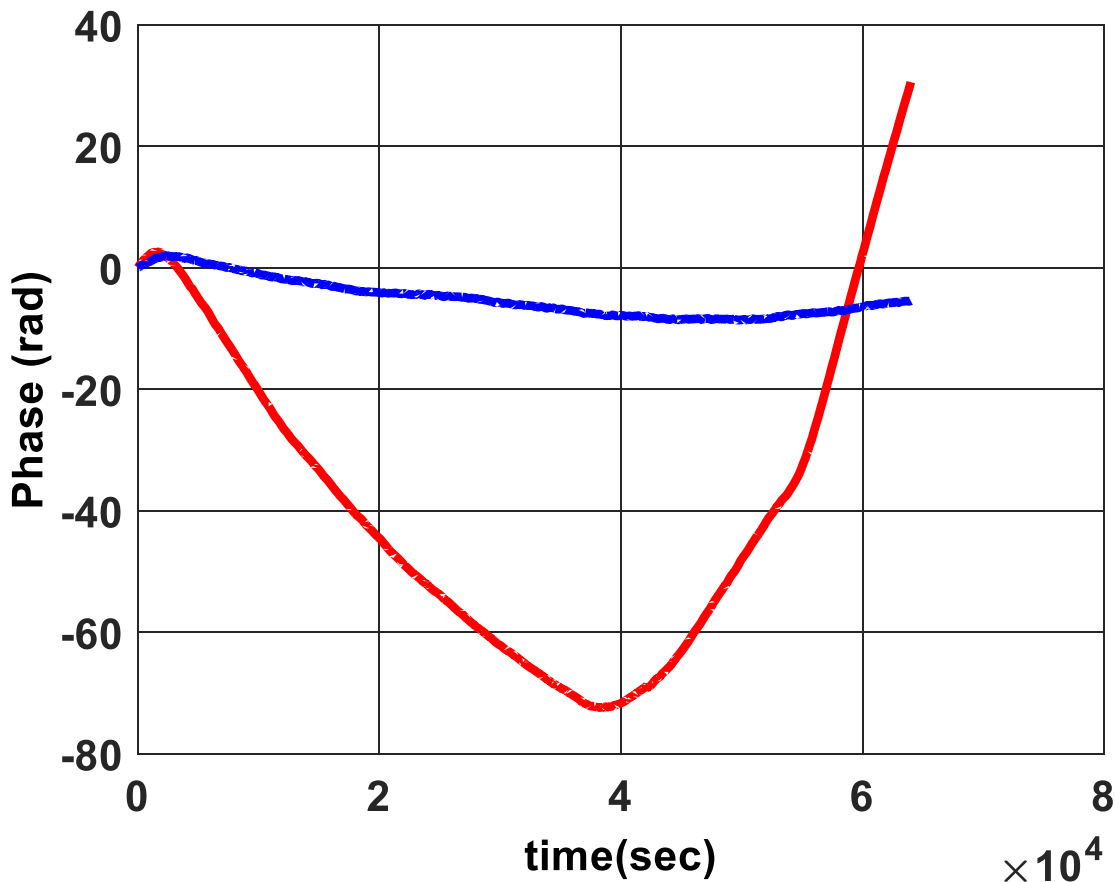


Σχήμα 5.21: Οι επιδόσεις ευστάθειας του TMIL αναγεννητή ως ενδιάμεσου κόμβου για τη συνολική ζεύξη σε κλειστό βρόχο (κόκκινο), συγκρινόμενες με τις αντίστοιχες απλού συστήματος IM σε ανοιχτό βρόχο για την ίνα 60 km του ΟΤΕ (πράσινο) και τη συνολική ζεύξη 110 km (γαλάζιο) καθώς και το υπόβαθρο ηλεκτρικού θορύβου (μπλε).

Οι επιδόσεις του αναγεννητή στο σύστημα διανομής με διαδοχική ζεύξη απεικονίζονται στο σχήμα 5.21. Η ευστάθεια ανοικτού βρόχου απλής μετάδοσης με διαμόρφωση έντασης (IM) στην ίνα του ΟΤΕ, φαίνεται με πράσινο χρώμα. Αν συμπεριληφθεί και η εργαστηριακή ίνα σε συνέχεια της διαδρομής των 60 km, η ευστάθεια υποβαθμίζεται κατά μια σχεδόν τάξη μεγέθους (γαλάζια γραμμή) για χρόνους ολοκλήρωσης μεγαλύτερους των 4000 δευτερολέπτων. Αν συμπεριληφθεί ο αναγεννητής και ενεργοποιηθεί το σύστημα ελέγχου της φάσης (λειτουργία σε κλειστό βρόχο), η ευστάθεια σε μεγάλους χρόνους ολοκλήρωσης επανέρχεται σε ανεκτά επίπεδα, πλησιάζοντας το υπόβαθρο θορύβου (μπλε γραμμή).

Για να αποκαλυφθεί ο λόγος υποβάθμισης της ευστάθειας μετά την διαδοχική εισαγωγή της εργαστηριακής ίνας, μετρήθηκε η ολίσθηση φάσης σε ανοικτό βρόχο σε δύο περιπτώσεις (σχήμα 5.22). Στην πρώτη περίπτωση μετρήθηκε η ολίσθηση φάσης ανοικτού βρόχου στην ίνα του ΟΤΕ (60 km, μπλε γραμμή) και στη δεύτερη στο συνολικό μήκος και των δύο ινών (110 km, κόκκινη γραμμή) για μεγάλο χρονικό διάστημα περίπου 7×10^4 δευτερολέπτων (ελαφρώς λιγότερο από μια ημέρα). Παρατηρείται εντονότατη μεταβολή της φασικής ολίσθησης, με μέγιστο περίπου -72 rad σε χρόνο 38 ksec, όταν συμπεριλαμβάνεται η ίνα των 50 km που βρίσκεται στο χώρο του εργαστηρίου, σε αντίθεση με την εγκατεστημένη ίνα των 60 km στην οποία η μέγιστη ολίσθηση περιορίζεται στα -9 rad περίπου. Είναι προφανές ότι η ίνα αυτή υπόκειται σε πολύ εντονότερες θερμοκρασιακές μεταβολές σε σχέση με την εγκατεστημένη στο υπέδαφος κατά το μεγαλύτερο τμήμα της διαδρομής της ίνας του ΟΤΕ. Η μειωμένη έκθεση της εγκατεστημένης ίνας σε θερμοκρασιακές μεταβολές πιθανότατα δικαιολογεί

και την καλύτερη σταθερότητα της εγκλειδωσης του TMIL αναγεννητή για μεγαλύτερο χρονικό διάστημα που αναφέρθηκε σε προηγούμενο σημείο της παραγράφου.



Σχήμα 5.22: Η ολίσθηση φάσης με διαμόρφωση IM ανοικτού βρόχου για την ίνα μόνο του ΟΤΕ (μπλε) και για τις δύο διαδοχικές ζεύξεις (κόκκινο). Η μεγάλη φασική ολίσθηση που παρατηρείται στη δεύτερη περίπτωση οφείλεται στις μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διακυμάνσεις στις οποίες υπόκειται η ίνα των 50 km στο εργαστήριο, σε σχέση με την τοποθετημένη στο υπέδαφος ίνα του ΟΤΕ.

Θα πρέπει επίσης να τονιστεί ότι λόγω των ισχυρών ανακλάσεων δεν ήταν δυνατή η υλοποίηση του κλασσικού συστήματος IM με το ίδιο μήκος κύματος επιστροφής λ_1 , η οποία επιχειρήθηκε για λόγους σύγκρισης με το σύστημα αναγέννησης TMIL. Αυτό σημαίνει ότι ο τυπικός αμφίδρομος οπτικός ενισχυτής που συνήθως χρησιμοποιείται ως αναλογικός αναγεννητής στα τηλεπικοινωνιακά συστήματα μετάδοσης δεδομένων δεν είναι επαρκής και για αντίστοιχα αμφίδρομα συστήματα μετάδοσης συχνοτικών προτύπων. Προφανώς, η ευελιξία ενίσχυσης και ταυτόχρονης μεταλλαγής μήκους κύματος που προσφέρουν συστήματα όπως ο προτεινόμενος αναγεννητής TMIL είναι απαραίτητη σε τέτοιες εφαρμογές.

5.6 Συμπεράσματα

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάστηκε η μέθοδος πλήρως οπτικού αναγεννητή που προτάθηκε στα πλαίσια της παρούσας διατριβής. Δεδομένου ότι η μετάδοση των συχνοτήτων προτύπων με οπτικά φέροντα είναι μία πλήρως αναλογική διαδικασία, σε μεγάλα μήκη ζεύξεων είναι απαραίτητη η ενίσχυση - αναγέννηση των σημάτων αυτών, ώστε να διατηρηθεί σε ανεκτά επίπεδα ο λόγος σήματος προς θόρυβο στο δέκτη. Ταυτόχρονα, η προτεινόμενη μέθοδος αντιμετωπίζει και ένα μεγάλο πρόβλημα που ανακύπτει στα συστήματα αμφίδρομης μετάδοσης και διόρθωσης του φασικού

σφάλματος. Πρόκειται για τις ανακλάσεις σε διάφορα σημεία διασύνδεσης των οπτικών ινών, οι οποίες δημιουργούν θόρυβο στην ανίχνευση του πραγματικού σφάλματος μετάδοσης. Η μέθοδος βασίζεται σε πολύτροπο laser Fabry Perot το οποίο εγκλειδώνεται σε δύο από τους τρόπους του. Με τον τρόπο αυτό, ενισχύεται το εισερχόμενο μήκος κύματος που εγκλειδώνει τον ένα τρόπο ενώ ταυτόχρονα δημιουργείται ακριβές αντίτυπο της περιβάλλουσας εισόδου στο δεύτερο μήκος κύματος που παράγεται από τοπικό laser και εγκλειδώνει τον δεύτερο τρόπο. Έτσι, ο αναγεννητής παρέχει συντονισμένη στο μήκος κύματος εισόδου ενίσχυση και ταυτόχρονα μεταλλαγή του μήκους κύματος ώστε το κύμα επιστροφής να μπορεί να διακριθεί από το προς τα εμπρός μεταδιδόμενο και να αναιρεθεί η επίπτωση των ανακλάσεων στην ανάδειξη του φασικού σφάλματος. Παράλληλα, μελετήθηκε θεωρητικά η εγκλείδωση πολύτροπου laser, μοντελοποιήθηκε η λειτουργία του και προέκυψαν χρήσιμα συμπεράσματα για την πειραματική υλοποίηση. Ο οπτικός αναγεννητής μελετήθηκε πειραματικά και η επιτυχής συνεισφορά του πιστοποιήθηκε με μετρήσεις τόσο φασικού θορύβου όσο και απόκλισης Allan στο δέκτη. Το μεγάλο πλεονέκτημα που παρέχει ένας αναγεννητής πλήρως οπτικός είναι ότι παρακάμπτει την οπτικοηλεκτρική μετατροπή και λειτουργεί μόνο στο οπτικό πεδίο, ελαχιστοποιώντας έτσι την αναπόφευκτη επίδραση των διαδοχικών μετατροπών στο φασικό σφάλμα. Ο αναγεννητής μελετήθηκε πειραματικά σε εγκατεστημένη ίνα και σε διαδοχικό σύστημα ζεύξης δύο ινών συνολικού μήκους 110 km. Απέδειξε τις αναγεννητικές του ιδιότητες βελτιώνοντας το οπτικό βάθος διαμόρφωσης και έκανε εφικτή την υλοποίηση βρόχου ανάδρασης για τον έλεγχο του φασικού σφάλματος εφαρμόζοντας μεταλλαγή μήκους κύματος στο σήμα επιστροφής, παρά τις ισχυρότατες ανακλάσεις που εμφανίστηκαν στο εγκατεστημένο δίκτυο.

6. ΟΠΤΙΚΗ ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΔΙΠΛΗΣ ΠΛΕΥΡΙΚΗΣ ΜΕ ΚΑΤΕΣΤΑΛΜΕΝΟ ΦΕΡΟΝ

6.1 Η ανάγκη χρήσης υψηλότερων συχνοτήτων.

Ο φασικός θόρυβος που εισάγει η μετάδοση των μικροκυματικών συχνοτικών προτύπων μέσα από οπτικές ίνες υποβαθμίζει την απόλυτη σταθερότητα των προτύπων. Όμως η σημαντικότερη παράμετρος που χαρακτηρίζει την αποδοτικότητα της μετάδοσης είναι η σχετική σταθερότητα, η οποία ορίζεται ως το πηλίκο της απόλυτης σταθερότητας διαιρεμένης με την τιμή της μεταφερόμενης συχνότητας. Καθώς ο φασικός θόρυβος που εισάγεται κατά τη μετάδοση είναι προσθετικός, η σχετική σταθερότητα βελτιώνεται σημαντικά αν χρησιμοποιείται υψηλότερη πρότυπη συχνότητα. Για το λόγο αυτό, τα πρότυπα στην οπτική περιοχή συχνοτήτων εμφανίζουν εξαιρετικά υψηλή σχετική σταθερότητα, καθώς η μεταδιδόμενη συχνότητα είναι αρκετές εκατοντάδες THz (παράγραφοι 3.1, 3.3.2 και 3.5).

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, ο φασικός θόρυβος που εισάγεται κατά τη μετάδοση μέσω των οπτικών ινών προέρχεται από χρονομεταβλητές μηχανικές τάσεις και μεταβολές της θερμοκρασίας που επιδρούν στο δείκτη διάθλασης (παράγραφος 3.3.2). Οι φασικές αυτές διαταραχές αντισταθμίζονται με τη βοήθεια του βρόχου ανάδρασης. Το ηλεκτρικό σήμα σφάλματος που προκύπτει από τη μίξη του αποσπασμένου με το επιστρέφον σήμα ενισχύεται αν χρησιμοποιηθεί υψηλότερη πρότυπη συχνότητα, καθώς αυξάνεται η ευαισθησία του μικροκυματικού μίκτη.

Οι υψηλότερες πρότυπες συχνότητες μπορούν να παραχθούν απευθείας από τις κατάλληλες πηγές ή να προέλθουν από πηγές χαμηλότερης συχνότητας μετά από ηλεκτρικό πολλαπλασιασμό. Το μεγαλύτερο μειονέκτημα της χρήσης υψηλότερων συχνοτήτων είναι το αυξημένο κόστος κυρίως των οπτικο-ηλεκτρονικών εξαρτημάτων, όπως είναι οι ηλεκτροοπτικοί διαμορφωτές και οι φωτοδίοδοι.

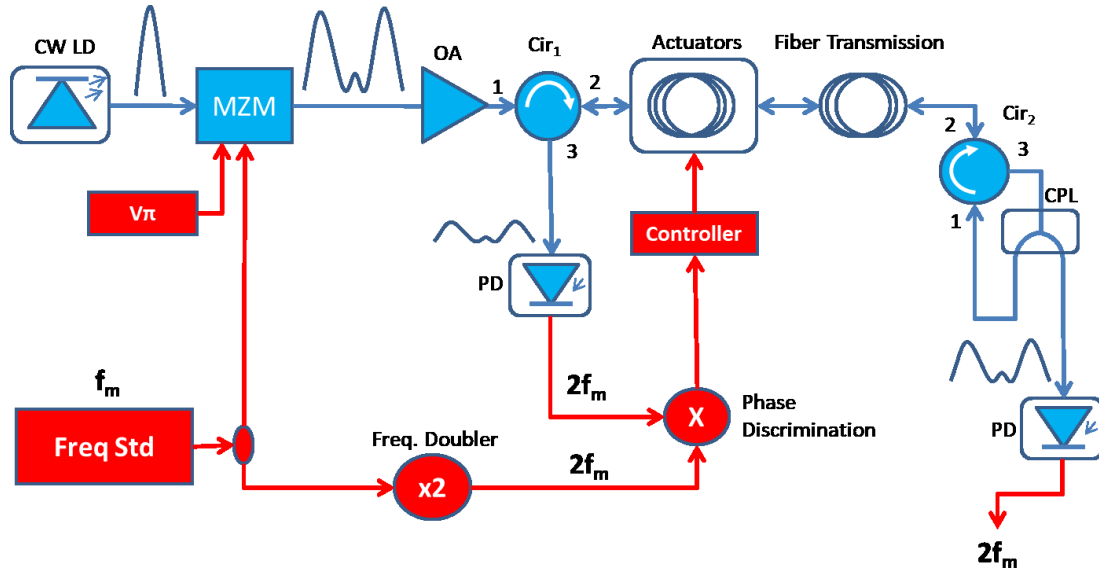
Η σταθερότητα του μεταδιδόμενου προτύπου εξαρτάται επίσης από την ισχύ του σήματος στο δέκτη. Το βάθος της οπτικής διαμόρφωσης επηρεάζει τον οπτικό λόγο ισχύος προς θόρυβο, επομένως και τον ηλεκτρικό. Για το λόγο αυτό, το βάθος διαμόρφωσης θα πρέπει να είναι όσο το δυνατό υψηλότερο. Η αύξηση όμως της ισχύος οδήγησης των ηλεκτρο-οπτικών διαμορφωτών για τη βελτίωση του βάθους διαμόρφωσης, παράγει αρμονικές συχνότητες του προτύπου λόγω μη γραμμικότητας της χαρακτηριστικής των διαμορφωτών. Αυτές οι αρμονικές θα πρέπει να απορριφθούν με κατάλληλα ηλεκτρικά φίλτρα στο δέκτη ώστε να αποφευχθεί η υποβάθμιση της σταθερότητας.

6.2 Το πρόβλημα της διασποράς.

Ένα σημαντικό πρόβλημα που ανακύπτει κατά τη μετάδοση υψηλότερης συχνότητας προτύπων είναι η χωρική διάλεια λόγω διασποράς των ινών. Για την απλούστερη υλοποίηση των διαδικασιών διαμόρφωσης και αποδιαμόρφωσης, έχει υιοθετηθεί η διαμόρφωση έντασης (IM) στον πομπό και η άμεση φώραση (DD) στο δέκτη. Το φάσμα εκπομπής περιλαμβάνει εκτός των πλευρικών και την οπτική φέρουσα. Στη φωτοδίοδο του δέκτη, η μη γραμμική υπέρθεση των πλευρικών με τη φέρουσα οδηγεί στην αποκάλυψη της διαμορφούσας μικροκυματικής συχνότητας. Λόγω όμως της διασποράς των οπτικών ινών, διαταράσσεται η φασική σχέση μεταξύ της φέρουσας και των δύο πλευρικών ζωνών. Για δεδομένη τιμή της διασποράς, σε κάποια μικροκυματική συχνότητα η διαφορά φάσης του ηλεκτρικού σήματος που προκύπτει από τη μίξη μεταξύ της φέρουσας και της μιας πλευρικής διαφέρει κατά 180° σε σχέση με το αντίστοιχο ηλεκτρικό σήμα που προκύπτει από τη μίξη ανάμεσα στη φέρουσα και την

άλλη πλευρική. Έτσι, στην έξοδο της φωτοδιόδου - φωρατή, τα δύο σήματα αλληλοαναιρούνται και το πλάτος του ηλεκτρικού σήματος ελαχιστοποιείται. Το διαμορφωμένο κατά πλάτος οπτικό σήμα έχει ουσιαστικά μετατραπεί σε διαμορφωμένο κατά φάση σήμα. Για την αποφυγή ενός τέτοιου ενδεχομένου, θα πρέπει να ληφθούν μέτρα αντιμετώπισης της διασποράς, όπως είναι η χρήση DCF, που όμως αυξάνει σημαντικά τις απώλειες [169]. Η υιοθέτηση της διαμόρφωσης διπλής πλευρικής ζώνης με κατασταλαμένο φέρον (DSB-SC) αντιμετωπίζει αποτελεσματικά το πρόβλημα των διαλείψεων λόγω διασποράς, καθώς η φέρουσα καταστέλλεται και έχει προταθεί για τη μετάδοση μικροκυματικών συχνοτικών προτύπων [170].

6.3 Η διαμόρφωση DSB-SC



Σχήμα 6.1: Μετάδοση με διαμόρφωση κατασταλαμένου φέροντος (DSB-SC). MZM: Διαμορφωτής Mach Zehnder, OA: Οπτικός ενισχυτής EDFA, CPL: Οπτικός συζεύκτης - διαχωριστής, Cir₁, Cir₂: Οπτικός κυκλοφορητής, PD: Φωτοδίοδος. Κόκκινες γραμμές: ηλεκτρικά σήματα, μπλε γραμμές: οπτικά σήματα.

Στο σχήμα 6.1 απεικονίζεται η διάταξη μετάδοσης μικροκυματικού συχνοτικού προτύπου με διαμόρφωση DSB-SC. Εκτός από την ανοσία σε διαλείψεις λόγω διασποράς, η διαμόρφωση αυτή διπλασιάζει τη μεταδιδόμενη μικροκυματική συχνότητα και μεγιστοποιεί το βάθος οπτικής διαμόρφωσης.

Ένα μονότροπο laser συνεχούς κύματος (CW) οδηγεί τον ηλεκτροπτική διαμορφωτή Mach Zehnder (MZM), ο οποίος πολώνεται στο σημείο ελάχιστης διέλευσης. Σε αυτή την περίπτωση, η DC τάση πόλωσης ισούται με τη χαρακτηριστική τάση ολίσθησης κατά $\pi - V_{\pi}$ στον ένα βραχίονα του διαμορφωτή. Υπό αυτές τις συνθήκες, τα κύματα στους δύο κλάδους του διαμορφωτή συμβάλλουν σε αντίθεση φάσης και η ισχύς εξόδου ελαχιστοποιείται. Όταν εφαρμοστεί τάση υψηλής συχνότητας f_m στην ηλεκτρική είσοδο του διαμορφωτή, προκύπτει στην έξοδό του ένα οπτικό σήμα διπλής πλευρικής ζώνης με κατασταλαμένο φέρον (DSB-SC) [171]. Η συχνοτική απόσταση μεταξύ των δύο μονοχρωματικών πλευρικών που δημιουργούνται με τη διαμόρφωση, ισούται με το διπλάσιο της υψηλής συχνότητας. Μετά την ενίσχυση του σήματος των πλευρικών από οπτικό ενισχυτή EDFA, και τη διέλευσή του από τον οπτικό κυκλοφορητή Cir₁ οδηγείται στον ενεργοποιητή διόρθωσης της φάσης, ο οποίος στο πείραμα υλοποιείται με θερμικά ελεγχόμενο θάλαμο που περιλαμβάνει 3,4 km οπτικής ίνας SMF. Το σήμα μεταδίδεται στο δέκτη, στη φωτοδίοδο του οποίου αποκαλύπτεται μικροκυματική συχνότητα ίση με τη συχνοτική απόσταση των πλευρικών, δηλαδή $2 \cdot f_m$. Στον πομπό, ένας μικροκυματικός

διπλασιαστής συχνότητας εξάγει την ίδια συχνότητα $2 \cdot f_m$ απευθείας από την πηγή της μικροκυματικής αναφοράς f_m . Με αυτό τον τρόπο, η οπτική ζεύξη και το υποσύστημα διόρθωσης φάσης λειτουργούν σε συχνότητα διπλάσια της αναφοράς, βελτιώνοντας τη σχετική σταθερότητα της μεταδιδόμενης συχνοτικής αναφοράς και την ευαισθησία του κλειστού βρόχου σταθεροποίησης της φάσης. Επιπρόσθετα, δεν απαιτείται διόρθωση της διασποράς που εισάγει η ίνα, καθώς το οπτικό φέρον καταστέλλεται και αποφεύγονται οι επακόλουθες χωρικές διαλείψεις. Ο ηλεκτροοπτικός διαμορφωτής Mach Zehnder οδηγείται με κατάλληλο πλάτος υψηλής συχνότητας RF που να εγγυάται την εμφάνιση ισχυρών πλευρικών με ταυτόχρονη μείωση των αρμονικών παραγώγων της διαμόρφωσης. Το βάθος διαμόρφωσης που ορίζεται ως $(I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$, I είναι η οπτική ισχύς, δεν επηρεάζεται από το πλάτος της ηλεκτρικής οδήγησης και τείνει στη μέγιστη τιμή του, τη μονάδα, καθώς η ελάχιστη ισχύς I_{min} τείνει στο μηδέν. Κάτι τέτοιο δεν συμβαίνει στην κλασική διαμόρφωση οπτικής έντασης (IM) όπου το οπτικό φέρον δεν καταστέλλεται. Επίσης, το πλάτος εισόδου της μικροκυματικής αναφοράς στο διαμορφωτή συγκρατείται σε χαμηλότερα του μεγίστου επίπεδα, με σκοπό τη λειτουργία του σε γραμμική περιοχή και τον περιορισμό των περιττών αρμονικών. Υπενθυμίζεται ότι ο διαμορφωτής MZM έχει χαρακτηριστική λειτουργίας τετραγώνου συνημίτονου. Το βάθος διαμόρφωσης είναι επομένως χαμηλότερο της μονάδας, γεγονός που υποβαθμίζει και τον οπτικό λόγο σήματος προς θόρυβο. Το σήμα διαμόρφωσης V_M που εφαρμόζεται στον MZM είναι ένα ημιτονικό σήμα με γωνιακή συχνότητα ω_m και πλάτος V_m που υπερτίθεται στη συνεχή τάση πόλωσης V_B : $V_M = V_B + V_m \cdot \sin(\omega_m t)$. Η οπτική ισχύς εξόδου σε συνάρτηση με την ηλεκτρική τάση εισόδου του διαμορφωτή δίνεται από [172]:

$$\frac{I_o}{A I_i} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + B J_0(C) + 2B \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(C) \cos(2n\omega_m t) - 2D \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(C) \sin((2n-1)\omega_m t) \right\} \quad (6.1)$$

όπου A είναι ο συντελεστής απωλειών, $B = \cos(\pi V_B / V_\pi)$, $C = \pi V_m / V_\pi$, $D = \sin(\pi V_B / V_\pi)$. Σε λειτουργία DSB-SC, η συνεχή τάση πόλωσης τίθεται ίση με την τάση ολίσθησης της φάσης κατά 180° (π rad), $V_B = V_\pi$. Επειδή η συνάρτηση τετραγώνου συνημίτονου είναι άρτια, θεωρούμενη συμμετρικά γύρω από τα σημεία ελάχιστης (μηδενικής) διέλευσης, όλες οι περιττές αρμονικές καταστέλλονται:

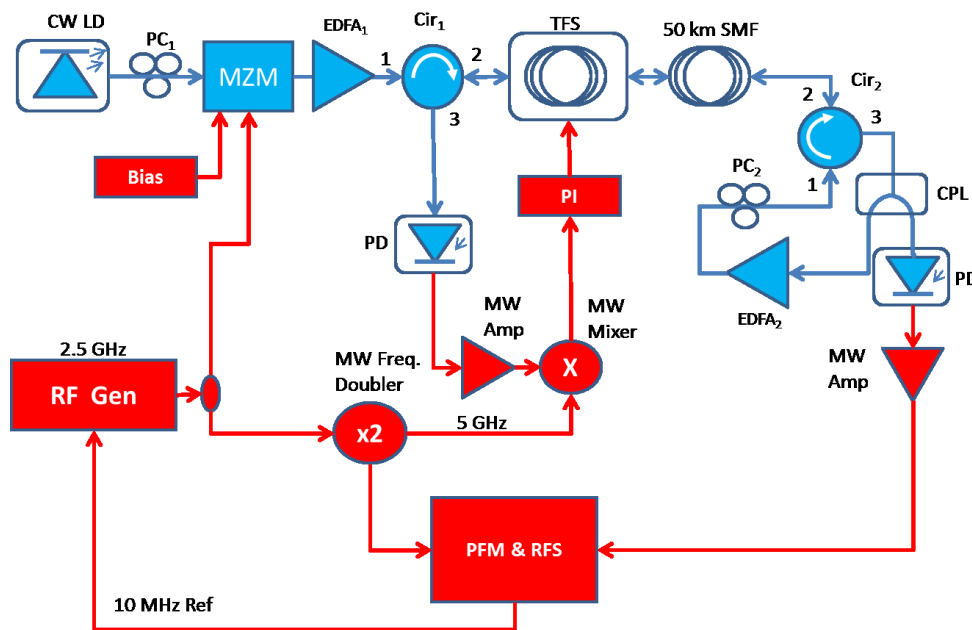
$$\frac{I_o}{A I_i} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - J_0\left(\frac{\pi V_m}{V_\pi}\right) - 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}\left(\frac{\pi V_m}{V_\pi}\right) \cos(2n\omega_m t) \right\} \quad (6.2)$$

Η μέση οπτική ισχύς εξαρτάται από τον όρο $J_0(\pi V_m / V_\pi)$ και η ισχύς των επιθυμητών πλευρικών που απέχουν συχνοτικά $2f_m$ από τον όρο $J_2(\pi V_m / V_\pi)$. Η ισχύς της ισχυρότερης αρμονικής που είναι η τέταρτη ($4f_m$) δίνεται από τον όρο $J_4(\pi V_m / V_\pi)$.

Το πλάτος της ημιτονοειδούς μικροκυματικής αναφοράς που διαμορφώνει το οπτικό φέρον πρέπει να οριστεί σε $V_\pi / 2$ ώστε να μεγιστοποιηθεί το πλάτος των επιθυμητών $2f_m$ οπτικών πλευρικών. Ταυτόχρονα, το πλάτος της ισχυρής τέταρτης αρμονικής είναι 12,5 dB χαμηλότερο. Υπό αυτές τις συνθήκες, η ισχύς των επιθυμητών πλευρικών είναι χαμηλότερη κατά 3,5 dB συγκρινόμενη με αυτή που επιτυγχάνεται στην περίπτωση της κλασικής διαμόρφωσης οπτικής έντασης, χρησιμοποιώντας το ίδιο πλάτος RF οδήγησης του διαμορφωτή. Ταυτόχρονα, στην διαμόρφωση έντασης, η ισχύς της ισχυρότερης τρίτης αρμονικής είναι μόνο 9 dB ασθενέστερη από τη θεμελιώδη. Επομένως, η χρήση της διαμόρφωσης DSB-SC βελτιώνει την καθαρότητα του μεταδιδόμενου προτύπου κατά $12,5 \text{ dB} - 9 \text{ dB} = 3,5 \text{ dB}$.

Για να μεταδώσουμε την ίδια οπτική ισχύ στις πλευρικές τόσο στη διαμόρφωση IM όσο και στη DSB-SC, θα πρέπει να αυξήσουμε το κέρδος του οπτικού ενισχυτή κατά 3,5 dB όταν χρησιμοποιείται η DSB-SC. Αυτό ενισχύει το θόρυβο αυθόρμητης εκπομπής – ASE του οπτικού ενισχυτή και υποβαθμίζει την οπτική σηματοθορυβική σχέση επίσης κατά 3,5 dB. Μια προτιμότερη λύση θα ήταν να χρησιμοποιηθεί ένα ισχυρότερο laser, το οποίο μπορεί να καλύψει τη διαφορά ισχύος των 3,5 dB, χωρίς όμως να υποβαθμίζει τη σηματοθορυβική σχέση. Συγκρινόμενη με το κλασικό σχήμα IM-DD που θα έπρεπε να λειτουργεί σε συχνότητα $2f_m$ η προτεινόμενη διαμόρφωση DSB-SC έχει χαμηλότερο κόστος, καθώς δεν απαιτείται οπτικός διαμορφωτής εύρους ζώνης $2f_m$ αλλά μόνο f_m αφού το σχήμα διαμόρφωσης επιτυγχάνει εγγενώς το διπλασιασμό συχνότητας. Το κόστος περιορίζεται σημαντικά για βασικές συχνότητες f_m που υπερβαίνουν τα 10 GHz.

6.4 Πειραματικά αποτελέσματα

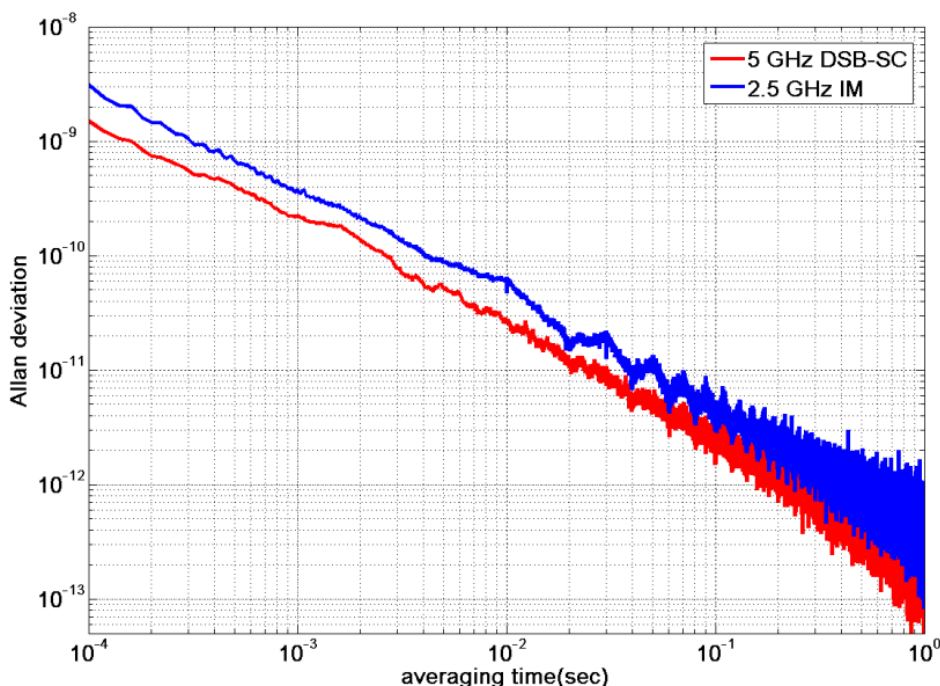


Σχήμα 6.2: Πειραματική διάταξη αξιολόγησης. CW LD: Laser συνεχούς κύματος, MZM: Διαμορφωτής Mach Zehnder, EDFA: Οπτικός ενισχυτής EDFA, PD: Φωτοδίοδος, Cir₁, Cir₂: Οπτικός κυκλοφορητής, CPL: Οπτικός συζεύκτης - διαχωριστής, PFM & RFS: Σύστημα μέτρησης φάσης - συχνότητας / Συχνοτικό πρότυπο ρουβιδίου, PI: Αναλογικός - ολοκληρωτικός ελεγκτής, RF Gen: Γεννήτρια Hittite HTC-T2220, TFS: Θερμικά ελεγχόμενη μπομπίνα οπτικής ίνας. Κόκκινες γραμμές: ηλεκτρικά σήματα, μπλε γραμμές: οπτικά σήματα.

Η πειραματική διάταξη που εικονίζεται στο σχήμα 6.2 χρησιμοποιήθηκε για την αξιολόγηση του προτεινόμενου σχήματος. Η βασική συχνότητα f_m των 2,5 GHz παράγεται από μικροκυματική γεννήτρια, της οποίας η είσοδος αναφοράς 10 MHz συνδέεται στην έξοδο συχνοτικού προτύπου ρουβιδίου. Το σήμα βασικής συχνότητας εφαρμόζεται σε διαμορφωτή MZM νιοβιούχου λιθίου, LiNbO₃, ο οποίος πολώνεται σε ελάχιστη διέλευση. Το οπτικό DSB-SC σήμα που προκύπτει ενισχύεται και μέσω του κυκλοφορητή Cir₁ και της θερμικά ελεγχόμενης ίνας αντιστάθμισης οδηγείται σε μονότροπη ίνα μήκους 50 km. Η ισχύς στην είσοδο της ίνας μετάδοσης είναι +5,3 dBm. Στο άλλο άκρο της ίνας ένας δεύτερος κυκλοφορητής μαζί με συζεύκτη 50% ανακατευθύνουν ένα ενισχυμένο στα +2 dBm αντίτυπο του σήματος εκπομπής ξανά προς τον πομπό. Η δεύτερη θύρα του συζεύκτη 50% οδηγεί το ληφθέν οπτικό σήμα προς φώραση. Ο ρυθμιστής πόλωσης PC₂ μεταβάλλει την πολωτική κατάσταση του σήματος επιστροφής ώστε αυτή να μη συμπίπτει με την αντίστοιχη του εκπεμπόμενου. Σκοπός αυτής της τεχνικής είναι ο περιορισμός του θορύβου που εμφανίζεται στη φωτοδίοδο ανάδειξης του σήματος επιστροφής, εξαιτίας σύγχρονης αλληλεπίδρασης

μεταξύ των πιθανών ανακλάσεων που λαμβάνουν χώρα κατά τη μετάδοση με το σήμα επιστροφής. Στο δέκτη, μια φωτοδίοδος εύρους ζώνης 12 GHz αναδεικνύει το πρότυπο αναφοράς σε διπλάσια συχνότητα 5 GHz και το οδηγεί στο υποσύστημα μέτρησης των φασικών και συχνοτικών διαφορών.

Στον πομπό, το φωραθέν σήμα επιστροφής μινύεται με το διπλάσιο της συχνότητας αναφοράς και αναδεικνύεται μια συνεχής τάση (εφόσον τα δύο σήματα έχουν την ίδια συχνότητα) ανάλογη της διαφοράς φάσης μεταξύ των. Η τάση αυτή αποτελεί το σήμα σφάλματος που με τη σειρά του οδηγείται σε αναλογικό-ολοκληρωτικό ελεγκτή. Ο ελεγκτής οδηγεί το θερμικό στοιχείο του θαλάμου που περιέχει την ίνα διόρθωσης φάσης με το φιλτραρισμένο σήμα σφάλματος, έτσι ώστε να διορθώνονται οι όποιες ολισθήσεις φάσης κατά τη μετάδοση. Πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις φασικού θορύβου και απόκλισης Allan τόσο για το κλασικό σχήμα IM-DD που λειτουργεί σε συχνότητα 2,5 GHz, όσο και για το προτεινόμενο DSB-SC το οποίο εγγενώς διπλασιάζει τη συχνότητα λειτουργίας στα 5 GHz. Τα αποτελέσματα φαίνονται στα σχήματα 6.3 και 6.4. Για τις μετρήσεις φασικού θορύβου και απόκλισης Allan για μικρό χρόνο ολοκλήρωσης, το ληφθέν σήμα οδηγείται σε μικροκυματικό μίκτη όπου μαζί με το σήμα αναφοράς αναδεικνύουν το σήμα φασικού σφάλματος μέσω ομόδυνης φώρασης στην έξοδό του. Μετά από ενίσχυση και διέλευση από βαθυπερατό φίλτρο, το σήμα σφάλματος υπόκειται σε δειγματοληψία με ψηφιακό παλμογράφο και στη συνέχεια επεξεργάζεται με κατάλληλο λογισμικό.

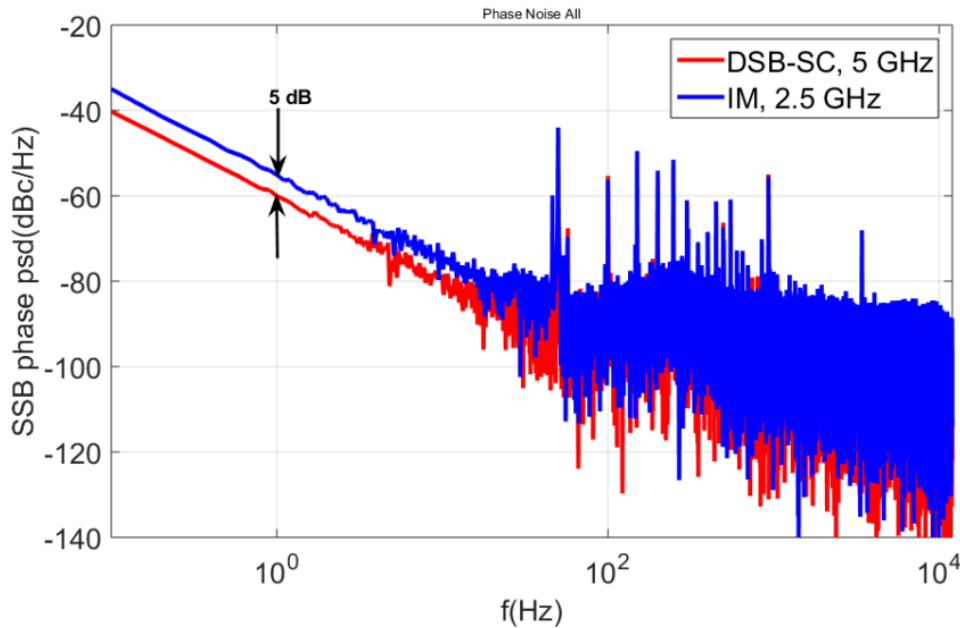


Σχήμα 6.3: Μετρήσεις απόκλισης Allan για μικρό χρόνο ολοκλήρωσης για μεταδόσεις με οπτική διαμόρφωση DSB-SC 5 GHz και διαμόρφωση έντασης με φέρον (IM) 2,5 GHz.

Για μετρήσεις της απόκλισης Allan σε μεγάλους χρόνους ολοκλήρωσης, χρησιμοποιείται η πειραματική διάταξη που περιγράφηκε στην παράγραφο 4.3. Αυτές οι μετρήσεις με ανοικτό και κλειστό βρόχο απεικονίζονται στο σχήμα 6.3. Το θερμικά ελεγχόμενο τμήμα της οπτικής ίνας αντιστάθμισης ελέγχει και επαναφέρει τις φασικές ολισθήσεις που επιφέρει κυρίως η μεταβολή της θερμοκρασίας κατά τη μετάδοση.

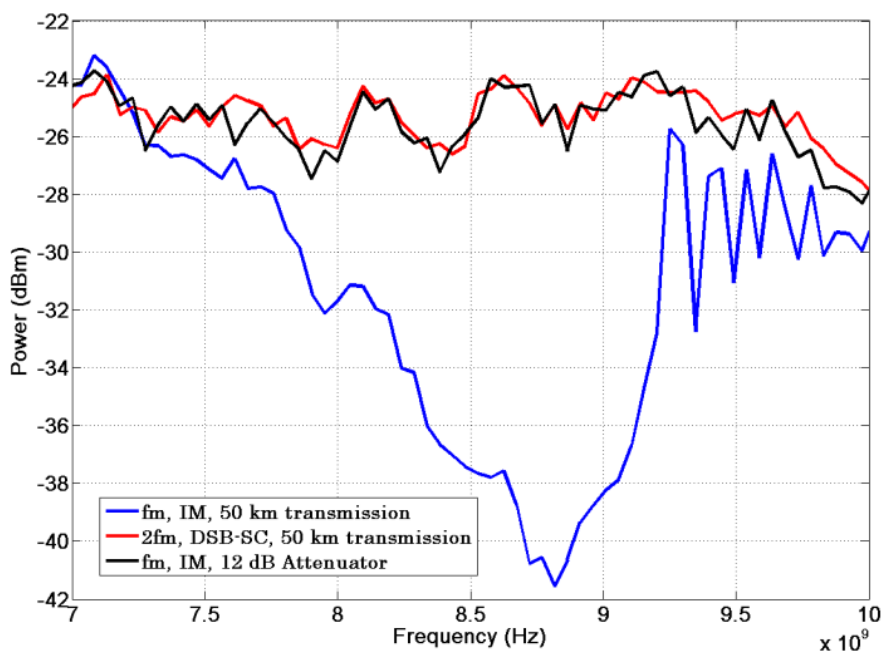
Για να συγκριθούν οι επιδόσεις ανοικτού βρόχου του προτεινόμενου σχήματος σε σχέση με αυτές του κλασικού IM-DD μετρούνται οι επιδόσεις φασικού θορύβου και απόκλισης Allan σε μικρούς χρόνους ολοκλήρωσης και τα αποτελέσματα εμφανίζονται στα σχήματα 6.3 και 6.4. Το εύρος ζώνης ρυθμίζεται στα 10 KHz.

Η απόκλιση Allan σχεδόν υποδιπλασιάζεται και επομένως η σχετική ευστάθεια διπλασιάζεται. Οι τιμές φασικού σφάλματος που μετρούνται με διαμόρφωση DSB-SC στα 5 GHz υποδιπλασιάζονται για να γίνουν άμεσα συγκρίσιμες με αυτές της IM-DD που λειτουργεί στα 2,5 GHz. Η διαδικασία αυτή είναι ισοδύναμη με τη χρήση ενός διαιρέτη συχνότητας αμέσως μετά τη φώραση των 5 GHz, ώστε να επανέλθει η συχνότητα αναφοράς στην αρχική τιμή της των 2,5 GHz. Θεωρητικά, η διαίρεση αυτή θα υποδιπλασιάσει τις τιμές του φασικού σφάλματος και επομένως θα μειώσει το φασικό θόρυβο κατά 6 dB. Η πρόβλεψη αυτή επιβεβαιώνεται στο σχήμα 6.4 όπου παρατηρείται υποβιβασμός του φασικού θορύβου κατά 5 – 5,5 dB. Συμπερασματικά, τα πειραματικά δεδομένα πιστοποιούν τη βελτίωση της σχετικής ευστάθειας και του φασικού θορύβου που επιτυγχάνει το προτεινόμενο σχήμα σε σχέση με την κλασική προσέγγιση.



Σχήμα 6.4: Μετρήσεις φασικού θορύβου για μεταδόσεις με οπτική διαμόρφωση DSB-SC 5 GHz και διαμόρφωση έντασης με φέρον (IM) 2,5 GHz.

Ο χαρακτηρισμός του φαινομένου των χωρικών διαλείψεων που οφείλονται στη διασπορά γίνεται με σάρωση της συχνότητας αναφοράς ώστε να εντοπιστούν τα ελάχιστα πλάτους του λαμβανόμενου σήματος σε διαμόρφωση έντασης (IM-DD). Το μεταδιδόμενο σήμα υφίσταται μείωση του πλάτους του κατά 17 dB στη συχνότητα των 8,8 GHz, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.5 (μπλε γραμμή). Για να προκληθεί σχετική ολίσθηση φάσης π rad μεταξύ των δύο πλευρικών που θα οδηγήσει σε υποβιβασμό του σήματος μετά τη μίξη τους με το φέρον στη φωτοδίοδο, θα πρέπει ο συντελεστής διασποράς της ίνας D για μήκος μετάδοσης $L=50$ km να είναι: $D = 1/(f_{m,dip} * \Delta\lambda_{m,dip} * L) = 16 \frac{ps}{nm}$ /km, όπου $f_{m,dip}=8,8$ GHz είναι η συχνότητα που παρατηρείται το ελάχιστο και $\Delta\lambda_{m,dip} = 0,1418$ nm είναι η διαφορά μεταξύ των μηκών κύματος των δύο πλευρικών στη συχνότητα $f_{m,dip}$. Η τιμή αυτή είναι συμβατή με τις προδιαγραφές των μονότροπων οπτικών ινών G.652 που χρησιμοποιήθηκαν. Το ελάχιστο αυτό εξαφανίζεται, όταν αντί της απλής διαμόρφωσης έντασης χρησιμοποιηθεί η προτεινόμενη DSB-SC. Η αδιάλειπτη αυτή απόκριση απεικονίζεται επίσης σχήμα 6.5 (κόκκινη γραμμή). Στο ίδιο σχήμα, απεικονίζεται η απόκριση της IM-DD όταν αντικατασταθεί η οπτική ίνα με εξασθενητή 12 dB που εξομοιώνει τις απώλειές της, χωρίς όμως να εμφανίζει χρωματική διασπορά (μαύρη γραμμή).



Σχήμα 6.5: Η πτώση του σήματος – χωρική διάλειψη στη συχνότητα των 8,8 GHz οφείλεται στη διασπορά της ίνας μετάδοσης μήκους 50 km. Μπλε και κόκκινη γραμμή: Η ισχύς που λαμβάνεται μετά από 50 km ίνας με διαμόρφωση έντασης με φέρον IM και DSB-SC αντίστοιχα. Μαύρη γραμμή: Η ισχύς που λαμβάνεται αντικαθιστώντας την ίνα με οπτικό εξασθενητή 12 dB optical σε και διαμόρφωση IM.

Παρατηρείται ταύτιση των αποκρίσεων της IM-DD και DSB-SC όταν δεν επιδρά η χρωματική διασπορά. Αν ένα σύστημα IM-DD κληθεί να λειτουργήσει πλησίον της συχνοτικής περιοχής όπου εμφανίζονται οι διαλείψεις, ο σηματοθορυβικός λόγος θα μειωθεί σημαντικά με αποτέλεσμα να υποβιβασθεί αισθητά η σταθερότητα της μεταδιδόμενης αναφοράς. Ακόμα κι αν χρησιμοποιηθεί ίνα αντιστάθμισης της διασποράς, οι αυξημένες απώλειες που θα εισάγει θα επηρεάσουν τις επιδόσεις της μετάδοσης. Με τη χρήση όμως της DSB-SC, εκτός του αποδοτικού διπλασιασμού της συχνότητας αναφοράς που επιτυγχάνει σημαντική μείωση της αστάθειας, οι χωρικές διαλείψεις δεν υφίστανται.

Για να επιτευχθεί η οπτική διαμόρφωση DSB-SC, θα πρέπει ο ηλεκτρο-οπτικός διαμορφωτής Mach Zehnder να πολωθεί στο σημείο ελάχιστης διέλευσης, όπως έχουμε αναφέρει. Σε αυτούς όμως τους διαμορφωτές, το σημείο λειτουργίας ολισθαίνει αργά, κυρίως λόγω μεταβολών της θερμοκρασίας. Για τη σταθεροποίηση του σημείου λειτουργίας χρησιμοποιούνται διάφορες τεχνικές, η καταλληλότερη εκ των οποίων είναι η παρακολούθηση των αρμονικών περιπτώς τάξης και η αντίστοιχη διόρθωση της συνεχούς τάσης πόλωσης αν παρατηρηθεί αύξηση της ισχύος των. Αν το σημείο λειτουργίας ολισθήσει, η συμμετρία της απόκρισης του διαμορφωτή παύει να είναι άρτια συνάρτηση, με αποτέλεσμα να εμφανιστούν συχνότητες f_m , $3f_m$ κλπ, το πλάτος των οποίων επιβάλλεται να μειωθεί μέσω κλειστού βρόχου αυτομάτου ελέγχου.

6.5 Συμπεράσματα

Κατά την μετάδοση μικροκυματικών συχνοτικών προτύπων μέσα από οπτική ίνα, οι επιδράσεις του φασικού θορύβου μειώνονται εάν χρησιμοποιηθεί υψηλότερη μικροκυματική ή χιλιοστομετρική συχνότητα. Η αύξηση όμως της τιμής της συχνότητας συνεπάγεται και μεγαλύτερο κόστος, ιδιαίτερα στα εξαρτήματα που υλοποιούν την οπτικοηλεκτρική μετατροπή. Προτάθηκε λοιπόν μία νέα μέθοδος οικονομικότερης υλοποίησης σε διπλάσια συχνότητα από την πραγματική του προτύπου, βασισμένη στην οπτική διαμόρφωση διπλής πλευρικής με κατασταλαμένο φέρον. Η μέθοδος αυτή,

πέρα από την βελτιωμένη ευστάθεια που πειραματικά επιβεβαιώθηκε με μετρήσεις απόκλισης Allan, επιτυγχάνει ταυτόχρονα την αναίρεση των επιπτώσεων των χωρικών διαλείψεων που παρατηρούνται σε συστήματα μετάδοσης όπου το οπτικό φέρον εκπέμπεται μαζί με τις πλευρικές. Οι παράμετροι λειτουργίας του συστήματος βελτιστοποιήθηκαν με αποτέλεσμα τον διπλασιασμό της ευστάθειας και ταυτόχρονα πιστοποιήθηκε η αντοχή του στις χωρικές διαλείψεις.

7. ΒΕΛΤΙΩΜΕΝΗ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑ ΜΕ ΟΠΤΙΚΗ ΔΙΑΙΡΕΣΗ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

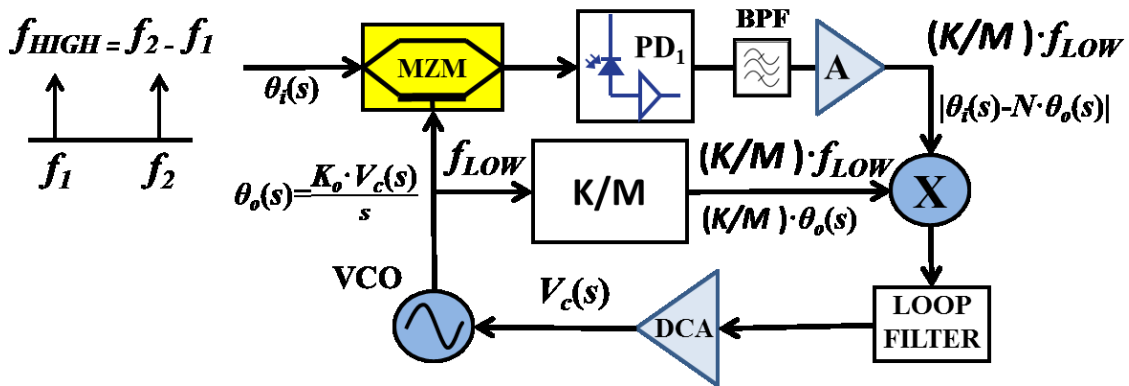
7.1 Χρήση χιλιοστομετρικών συχνοτήτων.

Στο προηγούμενο κεφάλαιο πιστοποιήθηκε πειραματικά η βελτίωση των επιδόσεων των οπτικών συστημάτων μετάδοσης συχνοτικών προτύπων με τη χρήση υψηλότερης τιμής της συχνότητας αναφοράς. Το ερώτημα είναι εάν θα μπορούσε να γενικευθεί η τεχνική αυτή, με τη χρήση χιλιοστομετρικών συχνοτήτων που θα προέλθουν από υψηλότερης τάξης πολλαπλασιασμό των αναφορών, ώστε να διατηρηθεί το πλεονέκτημα του χαμηλού κόστους. Εγγενής ιδιότητα των οπτικών συχνοτικών κτενών (OFCs) είναι η παραγωγή υψηλής τάξης ηλεκτρικών αρμονικών που προκύπτουν μετά τη φώραση (παράγραφος 1.3.3). Πολλές εφαρμογές χρησιμοποιούν οπτικές συχνοτικές κτένες ως οπτικά και ηλεκτρικά συχνοτικά πρότυπα. Οι κτένες έχουν προταθεί για τη φωτονική γέννηση χιλιοστομετρικών συχνοτήτων με μια πληθώρα τεχνικών, όπως επιλογή δύο συχνοτικών γραμμών και ανάδειξη της συχνοτικής διαφοράς τους σε μια φωτοδίοδο [173] ή ετερόδυνος οπτικός βρόχος εγκλείδωσης φάσης πάνω σε μια από τις γραμμές αυτές και ανάδειξη της ρυθμιζόμενης από το ετερόδυνο διαφοράς, ώστε να είναι δυνατός ο μικρομετρικός συντονισμός της χιλιοστομετρικής συχνότητας που θα παραχθεί [174], [175]. Αν επιλεγούν δύο οπτικοί τόνοι από το πλήθος που περιέχει η οπτική κτένα, με συχνοτική απόσταση που εμπίπτει στη χιλιοστομετρική περιοχή, μπορούν να παίξουν το ρόλο των δύο πλευρικών της διαμόρφωσης DSB-SC και να μεταφέρουν τη χιλιοστομετρική συχνοτική αναφορά με πολλαπλάσια ευστάθεια. Εκτός της ηλεκτρικής συχνοτικής αναφοράς, μπορεί να μεταδοθεί και οπτικό συχνοτικό πρότυπο μέσα από αυτή τη διαδικασία, καθώς οι αυτο-αναφερόμενες οπτικές κτένες εμφανίζουν εξαιρετική ακρίβεια και σταθερότητα στο οπτικό συχνοτικό πεδίο. Το εξαιρετικά στενό εύρος γραμμής των τόνων της κτένας επιτρέπει την υιοθέτηση σχήματος διόρθωσης φάσης στο οπτικό πεδίο συχνοτήτων, με πολύ μεγαλύτερη ευαισθησία, όπως έχει εκτενώς περιγραφεί στην παράγραφο 3.7.2.

Το μεταδιδόμενο χιλιοστομετρικό συχνοτικό πρότυπο μπορεί να χρησιμοποιηθεί από τον απομακρυσμένο χρήστη ως έχει ή προτιμότερα, θα πρέπει να υποβιβασθεί η συχνότητά του σε μια περισσότερο διαχειρίσιμη τιμή. Ο υποβιβασμός της συχνότητας με ηλεκτρικό διαιρέτη αποτελεί κλασική και αξιόπιστη λύση, όσο η τιμή της αρχικής συχνότητας δεν υπερβαίνει τις μερικές δεκάδες GHz. Η διαίρεση συχνότητας υποβιβάζει το φασικό θόρυβο σε βαθμό αντίστοιχο του λόγου διαίρεσης, εφόσον ο λόγος αυτός δεν είναι αρκετά υψηλός. Σε περιπτώσεις υψηλού λόγου διαίρεσης, ο φασικός θόρυβος στην έξοδο του διαιρέτη καθορίζεται κυρίως από τον κυκλωματικό θόρυβο των ηλεκτρονικών. Αν όμως η αρχική χιλιοστομετρική συχνότητα είναι μεγαλύτερη των 100 GHz, πρέπει να χρησιμοποιηθούν ειδικοί προ-διαιρέτες έγχυσης [176], [177] των οποίων η εικόνα θορύβου είναι αρκετά υψηλή. Επίσης, οι φωτοδίοδοι και οι ενισχυτές διαντίστασης που ακολουθούν, εμφανίζουν μειωμένες επιδόσεις σε τόσο υψηλές συχνότητες. Για τους προαναφερθέντες λόγους, είναι προτιμότερο να χρησιμοποιηθούν όσο το δυνατόν υψηλότερες χιλιοστομετρικές συχνότητες με τη δυνατότητα διαίρεσής τους στο δέκτη, χωρίς τα προβλήματα που εμφανίζουν οι ηλεκτρικοί διαιρέτες.

Έχουν προταθεί διάφορα σχήματα διαίρεσης οπτικών συχνοτήτων [178], [179], [180], [181] με ταυτόχρονη μετατροπή των σημάτων στο ηλεκτρικό πεδίο. Μια καινοτόμος μέθοδος που προτείναμε, επιτυγχάνει τη διαίρεση της διαφοράς μεταξύ δύο οπτικών τόνων και τη μεταφορά στο ηλεκτρικό πεδίο χωρίς τη χρήση φωτοδίοδου υψηλού εύρους ζώνης. Επιπρόσθετα, ο λόγος διαίρεσης μπορεί να είναι μεταβλητός δεκαδικός αριθμός, παρέχοντας ευελιξία στην επιλογή της τελικής λαμβανόμενης συχνότητας αναφοράς. Παράλληλα, η διαδικασία της διαίρεσης αποδεικνύεται ότι μειώνει αντίστοιχα το φασικό θόρυβο και βελτιώνει την ευστάθεια του λαμβανόμενου συχνοτικού προτύπου.

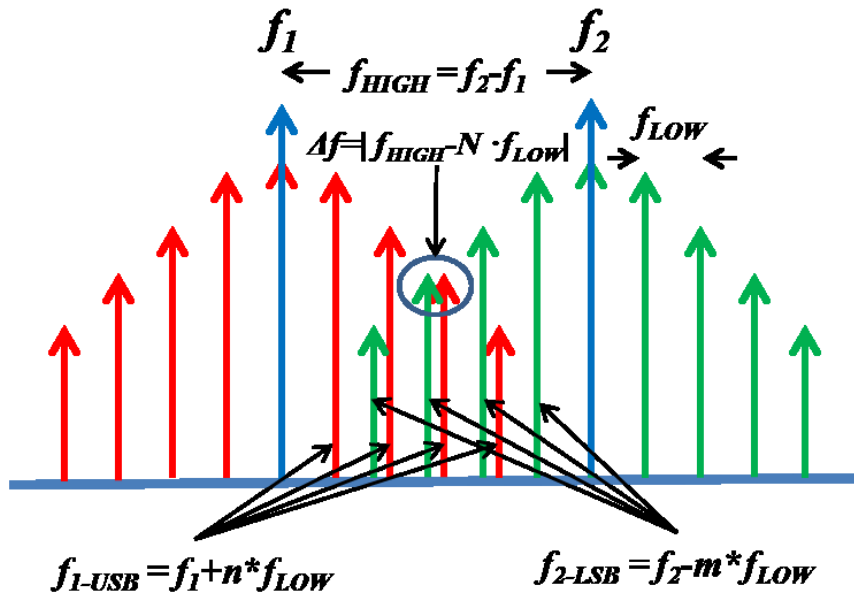
7.2 Ο οπτικο-ηλεκτρονικός διαιρέτης συχνοτήτων.



Σχήμα 7.1: Ο οπτικο-ηλεκτρονικός διαιρέτης συχνοτήτων. MZM: Διαμορφωτής Mach Zehnder, PD₁: Φωτοδίοδος, BPF: Ηλεκτρικό ζωνοδιαβατό φίλτρο, A: Μικροκυματικός ενισχυτής, VCO: Ταλαντωτής ελεγχόμενος από τάση, X: Μικροκυματικός μίκτης, K/M: Ηλεκτρικός διαιρέτης συχνότητας σε λόγο K/M.

Στο σχήμα 7.1 φαίνεται το δομικό διάγραμμα του οπτικο-ηλεκτρονικού διαιρέτη συχνοτήτων. Το οπτικό σήμα εισόδου του διαιρέτη είναι δύο τόνοι f_1, f_2 που απέχουν συχνοτικά μεταξύ τους κατά $f_{HIGH} = f_2 - f_1$. Η συχνότητα εισόδου f_{HIGH} εκλέγεται αρκετά υψηλή, κατά προτίμηση στη χιλιοστομετρική περιοχή. Οι δύο οπτικοί τόνοι μπορούν να προέλθουν από επιλογή των υπαρχόντων σε μια οπτική συχνοτική κτένα. Σε αυτή την περίπτωση η f_{HIGH} είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του ρυθμού επανάληψης παλμών (pulse repetition frequency) που ταυτίζεται με τη βασική συχνοτική απόσταση της κτένας. Οι δύο οπτικοί τόνοι εισέρχονται στο διαιρέτη και συγκεκριμένα στο διαμορφωτή MZM. Ένας ταλαντωτής ελεγχόμενος από τάση (VCO) παράγει μια μεταβλητή χαμηλότερη συχνότητα, την f_{LOW} , περίπου ίση με υποπολλαπλάσιο της f_{HIGH} η οποία τελικά θα κλειδωθεί στην f_{HIGH} . Η f_{LOW} διαμορφώνει τους δύο οπτικούς τόνους εισόδου με υψηλό βάθος διαμόρφωσης, ώστε να δημιουργήσει πολλαπλές πλευρικές εκατέρωθεν των τόνων, όπως φαίνεται στο σχήμα 7.2. Η ελεύθερη συχνότητα ταλάντωσης f_{LOW} του VCO εκλέγεται ίση με $f_{HIGH}/(N \pm (K/M))$, όπου N, K, M , είναι θετικοί ακέραιοι με $K < M$ και $N \pm (K/M)$ είναι ο επιθυμητός λόγος διαίρεσης. Στον αρχικό χρόνο λειτουργίας του διαιρέτη η f_{LOW} δεν είναι κλειδωμένη στην f_{HIGH} . Οι άνω πλευρικές (upper sidebands - USB) και οι κάτω πλευρικές (lower sidebands - LSB) συχνότητες που δημιουργούνται με τη διαμόρφωση γύρω από τους δύο τόνους f_1 και f_2 μπορούν να γραφούν ως: $f_{1-USB}(n) = f_1 + n \cdot f_{LOW}$ and $f_{2-LSB}(m) = f_2 - m \cdot f_{LOW}$ αντίστοιχα, όπου n, m είναι οι τάξεις των πλευρικών. Η συχνοτική απόσταση των n, m τάξης πλευρικών, όταν $m+n=N$, είναι $\Delta f = |f_{2-LSB}(m) - f_{1-USB}(n)| = |(f_2 - m \cdot f_{LOW}) - (f_1 + n \cdot f_{LOW})| \approx (K/M) \cdot f_{LOW}$. Επομένως, η σύνθεση των ταλαντώσεων αυτών των δύο πλευρικών παρέχει έναν τόνο χαμηλής μικροκυματικής συχνότητας περίπου ίσο με $(K/M) \cdot f_{LOW}$, ο οποίος μπορεί να αναδειχθεί σε μια φωτοδίοδο χαμηλού εύρους ζώνης (PD₁, σχήμα 7.1). Το φωτόρευμα της φωτοδίοδου φιλτράρεται ώστε να απομακρυνθούν οποιεσδήποτε υψηλότερες συχνότητες, ενισχύεται και οδηγείται σε ένα μικροκυματικό φασικό διευκρινιστή. Στη δεύτερη είσοδο του διευκρινιστή οδηγείται η έξοδος του VCO αφού πρώτα διαιρεθεί κατά K/M . Η διαίρεση K/M μπορεί να επιτευχθεί είτε με ένα ηλεκτρικό διαιρέτη δια M ακολουθούμενο από ένα βρόχο κλειδωμένης φάσης (PLL) σε διαμόρφωση πολλαπλασιαστή συχνότητας επί K ή από έναν άμεσο ψηφιακό συνθέτη συχνοτήτων (DDS) με μεταβλητή συχνότητα αναφοράς. Η έξοδος του φασικού διευκρινιστή παρέχει το σήμα σφάλματος φάσης του βρόχου, το οποίο μετά από κατάλληλο φιλτράρισμα ελέγχει το VCO ώστε η παραγόμενη από αυτόν συχνότητα f_{LOW} να κλειδώσει πάνω στην εισερχόμενη συχνότητα αναφοράς f_{HIGH} . Υπό αυτή την έννοια, το σχήμα διαιρεί τη συχνότητα

αναφοράς και παρέχει, ανάλογα με το λόγο διαίρεσης, μια μεταβλητή, ρυθμιζόμενη συχνότητα εξόδου.



Σχήμα 7.2: Σχεδιάγραμμα των οπτικών φασμάτων. Η κτένα δύο τόνων αναφοράς (μπλε), η κτένα με βήμα συχνότητας f_{LOW} γύρω από τον τόνο εισόδου f_1 (κόκκινο) και γύρω από τον f_2 (πράσινο).

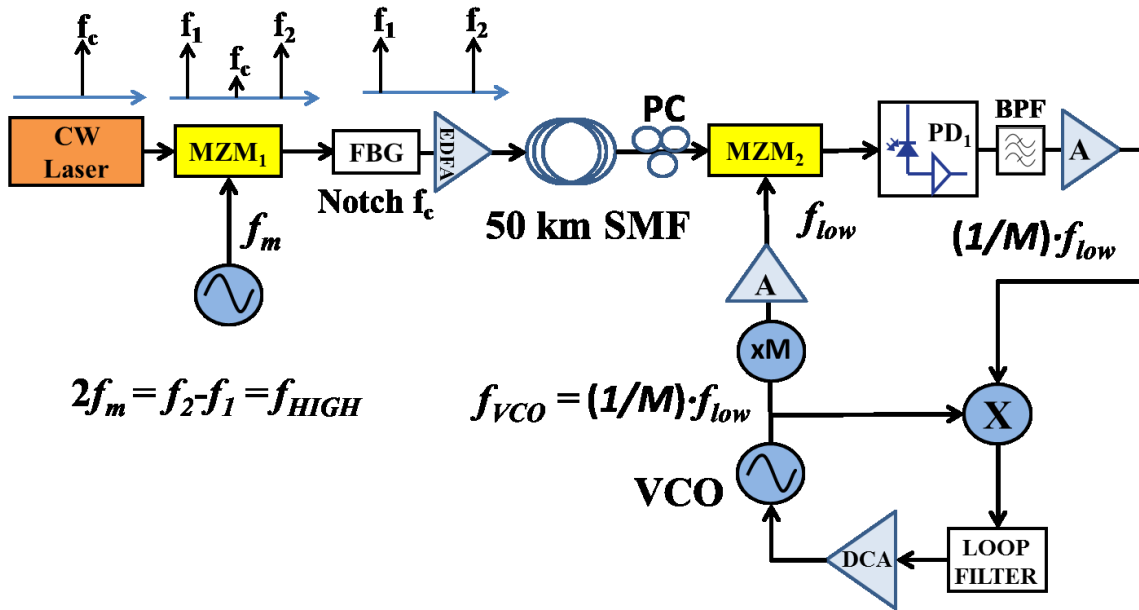
Ο μετασχηματισμός Laplace του σήματος εξόδου του VCO είναι $\theta_o(s) = K_0 \cdot V_c(s) / s$, όπου $\theta_o(s)$ είναι η φάση εξόδου του VCO, K_0 το κέρδος του VCO και $V_c(s)$ η τάση εισόδου – ελέγχου (σχήμα 7.1). Το φωτονικό τμήμα του οπτικο-ηλεκτρονικού PLL (MZM & PD₁) πολλαπλασιάζει την f_{LOW} επί N και αναμιγνύει το αποτέλεσμα του πολλαπλασιασμού με την f_{HIGH} (σχήμα 7.2). Μετά την οπτικο-ηλεκτρική μετατροπή και διέλευση από βαθυπερατό φίλτρο, το σήμα εισόδου στο φασικό συγκριτή εκφράζεται ως $|\theta_i(s) - N \cdot \theta_o(s)|$, όπου $\theta_i(s)$ είναι η φάση του σήματος αναφοράς (εισόδου). Η δεύτερη είσοδος του φασικού διευκρινιστή τροφοδοτείται με τη συχνοτικά διαιρεμένη έξοδο του VCO $(K/M) \cdot \theta_o(s)$ όπου η διαδικασία της διαίρεσης θεωρείται ιδανική. Το σήμα ελέγχου που εφαρμόζεται στο VCO μετά τη διέλευση από το φίλτρο βρόχου είναι $V_c(s) = H(s) \cdot K_d \cdot \{|\theta_i(s) - N \cdot \theta_o(s)| - (K/M) \cdot \theta_o(s)\}$, όπου K_d είναι το κέρδος του φασικού διευκρινιστή και $H(s)$ η συνάρτηση μεταφοράς του φίλτρου προήγησης – καθυστέρησης (lag – lead filter). Η τελική συνάρτηση μεταφοράς είναι:

$$H_{cl}(s) = \frac{\theta_o(s)}{\theta_i(s)} = \frac{K_o K_d H(s)}{s + K_o K_d H(s) (N \pm \frac{K}{M})} \quad (7.1)$$

Το κέρδος κλειστού βρόχου είναι $(N \pm (K/M))^{-1}$ όταν το s τείνει στο μηδέν. Υπό αυτή την έννοια, ο φασικός θόρυβος της f_{LOW} που παράγει ο VCO όταν κλειδώσει ο βρόχος είναι υποπολλαπλάσιος του φασικού θορύβου της αναφοράς κατά το λόγο f_{HIGH} / f_{LOW} , όπως είναι αναμενόμενο σε ένα διαιρέτη συχνότητας.

7.3 Πειραματική διάταξη και αποτελέσματα.

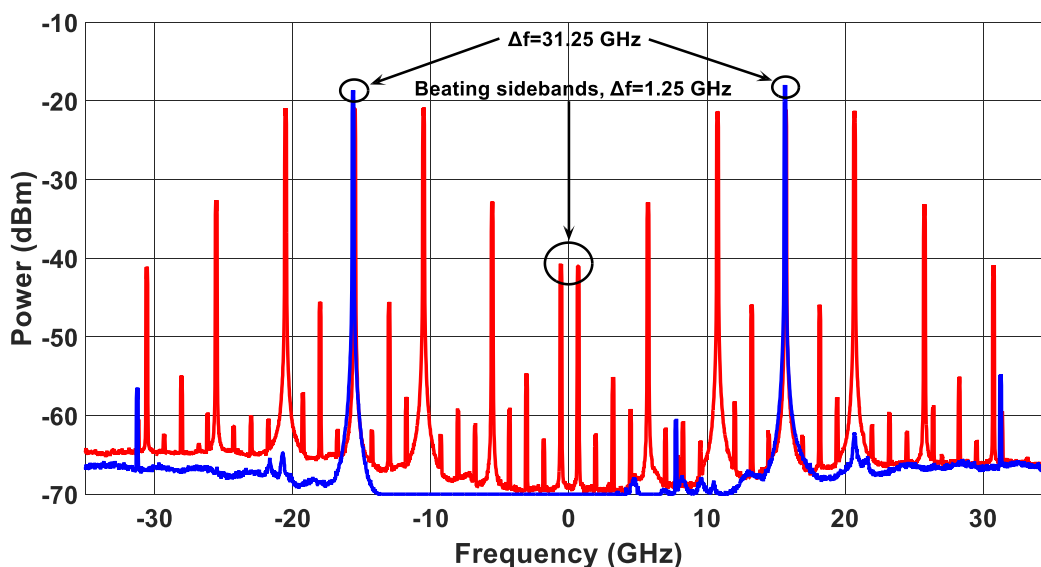
Με σκοπό την πειραματική αξιολόγηση του προτεινόμενου σχήματος οπτικής διαίρεσης συχνότητας, μετά τη μετάδοση σε ένα κτένας αποτελούμενης από δύο οπτικούς τόνους, υλοποιήθηκε η διάταξη του σχήματος 7.3.



Σχήμα 7.3: Η πειραματική διάταξη για την αξιολόγηση του σχήματος διαίρεσης.

Για τη γένεση του της οπτικής κτένας χρησιμοποιήθηκε ένα μονότροπο DFB laser στα 1550 nm και ένας διαμορφωτής Mach Zehnder (MZM₁) που οδηγείται από την μικροκυματική γεννήτρια HMC-2220 της Hittite, με συχνότητα $f_m=15,625$ GHz. Η γεννήτρια κλειδώνεται στο σήμα αναφοράς 10 MHz που παράγει το πρότυπο ρουβιδίου το οποίο περιλαμβάνεται στο συχνόμετρο CNT-91R. Ο οπτικός διαμορφωτής πολώνεται στο σημείο ελάχιστης διέλευσης ώστε να παράγει σήμα διπλής πλευρικής ζώνης με κατασταλαμένο φέρον (DSB-SC). Οποιοδήποτε υπόλειμμα φέροντος απομακρύνεται μετά τη διέλευση από οπτικό φίλτρο Bragg αποκοπής ζώνης (FBG). Η συχνοτική απόσταση μεταξύ των δύο τόνων – πλευρικών που απομένουν είναι διπλάσια της συχνότητας f_m , δηλαδή 31.25 GHz και αποτελεί τη μεταδιδόμενη συχνότητα αναφοράς f_{HIGH} . Η ισχύς των τόνων αυξάνεται στα +10 dBm μετά τη διέλευσή τους από οπτικό ενισχυτή EDFA και στη συνέχεια οδηγούνται σε μονότροπη οπτική ίνα μήκους 50 km. Στο δέκτη – διαιρέτη, οι οπτικοί τόνοι διέρχονται μέσα από ένα δεύτερο οπτικό διαμορφωτή MZM₂ ο οποίος οδηγείται με τη χαμηλότερη συχνότητα f_{LOW} που παράγει ο VCO. Στην είσοδο του διαμορφωτή υπάρχει χειροκίνητος ρυθμιστής της πόλωσης (PC), ο οποίος ευθυγραμμίζει την πόλωση του οπτικού σήματος εισόδου με τον ενεργό οπτικό άξονα του διαμορφωτή. Ο διαμορφωτής αυτός πολώνεται σε σημείο ενδιάμεσο της ελάχιστης διέλευσης και γραμμικής λειτουργίας, με τρόπο ώστε να παρέχει στην έξοδό του πλήθος πλευρικών συνιστωσών. Οδηγείται δε από τον VCO που παράγει τη συχνότητα $f_{LOW}=5$ GHz, η οποία τελικά θα κλειδώσει στην εισερχόμενη f_{HIGH} , με λόγο διαίρεσης $N+(K/M)=31,25\text{GHz}/5\text{GHz}=6,25$ ($N=6$, $K=1$, $M=4$). Ο VCO υλοποιείται με τη γεννήτρια IFR 2025 RF, η οποία παρέχει τη δυνατότητα εξωτερικής διαμόρφωσης συχνότητας (FM). Η συχνότητα εξόδου της γεννήτριας ρυθμίζεται στα 1,25 GHz. Ακολουθεί ένας τετραπλασιαστής συχνότητας που μετά από φιλτράρισμα και ενίσχυση παρέχει το τελικό σήμα συχνότητας $f_{LOW}=5$ GHz το οποίο οδηγείται στο διαμορφωτή. Η διάταξη αυτή ισοδυναμεί με VCO που λειτουργεί στα 5 GHz και ακολουθείται από συχνοτικό διαιρέτη δια 4. Ενδιάμεσες συχνότητες που παράγονται από τον πολλαπλασιασμό και διαφεύγουν των φίλτρων εμφανίζονται στο οπτικό φάσμα στην έξοδο του διαμορφωτή. Η κλίση του VCO ρυθμίζεται σε 10 kHz/V στα 5 GHz (2.5 kHz/V στο 1,25 GHz) και το εύρος ζώνης κλειστού βρόχου στα 20 kHz, παρέχοντας περιοχή εγκλειδωσης πολύ ευρύτερη από την πιθανή διαφορά συχνότητας μεταξύ του ελεύθερα λειτουργούντος VCO και της διαιρεμένης δια 6,25 τιμής της συχνότητας αναφοράς των 31,25 GHz. Η ισχύς του σήματος εξόδου του VCO είναι +25 dBm, αρκετά υψηλή ώστε να δημιουργήσει πολλαπλές ισχυρές πλευρικές εκατέρωθεν των εισερχόμενων οπτικών τόνων (σχήμα 7.4). Η συχνοτική διαφορά των πλευρικών που συμβάλουν στο μέσο του φάσματος μεταξύ των δύο τόνων, όπως φαίνεται στο σχήμα 7.4, είναι $\Delta f = |f_{i+1,LSB}(3) - f_{i,USB}(3)|$, $\Delta f = f_2 - 3 \cdot f_{LOW} - (f_1 + 3 \cdot f_{LOW}) \approx$

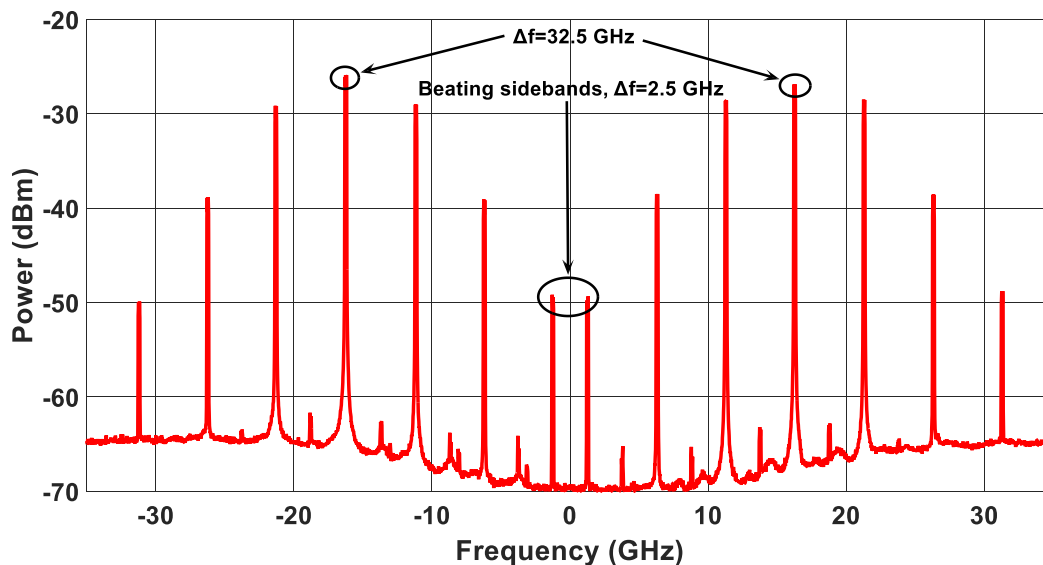
$(1/4) \cdot f_{LOW}$ ή $(K/M) f_{LOW}$. Η συμβολή αυτών των πλευρικών στη φωτοδίοδο PD₁ παράγει σήμα συχνότητας περίπου 1,25 GHz, το οποίο αναμιγνύεται με τη διαιρεμένη δια 4 συχνότητα εξόδου του VCO. Το σήμα που εμφανίζεται στην έξοδο του μικροκυματικού μίκτη αποτελεί το σήμα φασικού σφάλματος, το οποίο οδηγείται στο φίλτρο προήγησης – καθυστέρησης του βρόχου. Η έξοδος του φίλτρου ελέγχει το VCO ώστε η συχνότητα των 5 GHz που αυτός παράγει να κλειδώνεται στη συχνότητα αναφοράς των 31,25 GHz. Υπό αυτή την έννοια, το σχήμα επιτελεί τη διαίρεση μιας υψηλής συχνότητας, αποτυπωμένης στη διαφορά μεταξύ των οπτικών τόνων αναφοράς, εξαγοντας συχνότητα χαμηλότερης τιμής, χωρίς να χρειάζεται οπτικο-ηλεκτρονικά εξαρτήματα μεγάλου εύρους ζώνης. Ο οπτικός διαμορφωτής πρέπει να έχει εύρος ζώνης τουλάχιστον 5 GHz και η φωτοδίοδος τουλάχιστον 1,25 GHz για τη συγκεκριμένη εφαρμογή, ενώ η συχνότητα αναφοράς είναι κατά πολύ υψηλότερη, 31,25 GHz.



Σχήμα 7.4: Το οπτικό φάσμα στην είσοδο (μπλε) και στην έξοδο (κόκκινο) του οπτικού διαμορφωτή του διαιρέτη, όταν $f_m=15,625$ GHz, $f_{HIGH}=31,25$ GHz, $f_{LOW}=5$ GHz, $N+(K/M)=31,25\text{GHz}/5\text{GHz}=6,25$ ($N=6$, $K=1$, $M=4$). Στο μέσο του φάσματος συμβάλλουν σε φωτοδίοδο οι τρίτης τάξης πλευρικές και αναδεικνύουν τη συχνότητα $1,25$ GHz $=f_{LOW}/4$.

Στο επόμενο σχήμα 7.5 φαίνεται το οπτικό φάσμα στην έξοδο του διαμορφωτή όταν $f_m=16,25$ GHz, $f_{HIGH}=32,5$ GHz, $f_{LOW}=5$ GHz, $N+(K/M)=32,5\text{GHz}/5\text{GHz}=6,5$ ($N=6$, $K=1$, $M=2$).

Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι η μετάδοση μέσω της οπτικής ίνας των 50 km, εκτός της εξασθένησης που επιβάλλει, τροποποιεί δυναμικά και την πολωτική κατάσταση του πεδίου που φθάνει στο δέκτη. Επειδή οι διαμορφωτές Mach – Zehnder απαιτούν ορισμένη πολωτική κατάσταση του σήματος στην είσοδό τους, θα πρέπει να προβλεφτεί ένα υποσύστημα δυναμικού ελέγχου της πόλωσης, με μεγάλο χρόνο αντίδρασης. Εναλλακτικά, θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί ένας διαμορφωτής ηλεκτρο-απορρόφησης (EAM) ο οποίος δεν είναι ευαίσθητος στην πόλωση.



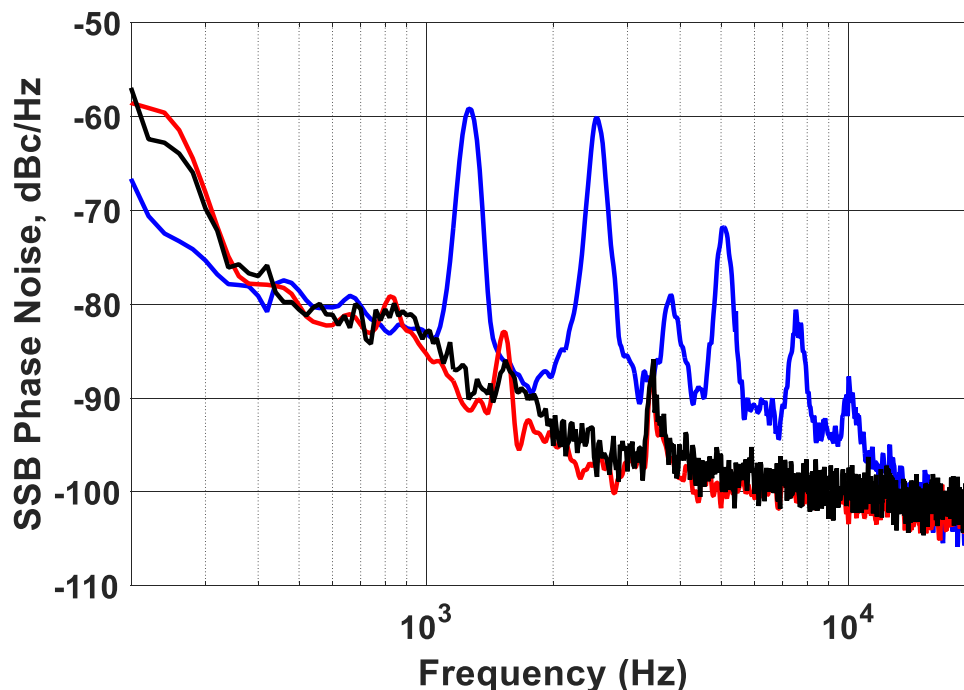
Σχήμα 7.5: Το οπτικό φάσμα στην έξοδο του οπτικού διαμορφωτή του διαιρέτη, όταν $f_m = 16,25 \text{ GHz}$, $f_{HIGH} = 32,5 \text{ GHz}$, $f_{LOW} = 5 \text{ GHz}$, $N + (K/M) = 32,5 \text{ GHz} / 5 \text{ GHz} = 6,5$ ($N=6$, $K=1$, $M=2$). Στο μέσο του φάσματος συμβάλλουν οι τρίτης τάξης πλευρικές σε φωτοδίοδο και αναδεικνύουν τη συχνότητα $2,5 \text{ GHz} = f_{LOW}/4$.

Για να αξιολογηθεί η απόδοση του οπτικο-ηλεκτρονικού διαιρέτη πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις και ανάλυση σταθερότητας τόσο στη συχνότητα αναφοράς f_{HIGH} όσο και στη συχνότητα f_{LOW} που προέκυψε από τη διαίρεση, με το συχνόμετρο CNT-91R της Spectracom. Το χρονικό διάστημα μετρήσεων ήταν 1000 sec σε όλες τις περιπτώσεις. Η συχνότητα εξόδου της γεννήτριας HMC-2220 που παράγει τη συχνότητα f_m ήταν $15.625.000.000,011 \text{ Hz}$ και η απόκλιση Allan ήταν 75 mHz σε χρόνο ολοκλήρωσης ενός δευτερολέπτου, εμφανίζοντας σχετική ευστάθεια $4,8 \cdot 10^{-12}$, τιμή κοντά στο κατώφλι ευαισθησίας του συχνόμετρου. Με τη γεννήτρια IFR 2025 ρυθμισμένη στα $1,25 \text{ GHz}$, σε ανοικτό βρόχο, η συχνότητα του VCO μετά τον τετραπλασιασμό μετρήθηκε σε $4.999.999.753,136 \text{ Hz}$ και η απόκλιση Allan ήταν 10 Hz σε 1 sec χρόνο ολοκλήρωσης, εμφανίζοντας σχετική ευστάθεια $2 \cdot 10^{-9}$. Η τιμή αυτή είναι κατά περίπου τρεις τάξεις μεγέθους χειρότερη από αυτή της αναφοράς. Μετά την εγκλείδωση του VCO με το σήμα σφάλματος του βρόχου, η συχνότητα εξόδου του ήταν $5.000.000.000,005 \text{ Hz}$ και η απόκλιση Allan 24 mHz , εμφανίζοντας σχετική ευστάθεια $4,8 \cdot 10^{-12}$, ταυτόσημη με αυτή της αναφοράς. Επομένως, επιβεβαιώθηκε πειραματικά ότι η υψηλή σχετική ευστάθεια της πηγής αναφοράς μεταφέρεται στη χαμηλότερη τοπικά παραγόμενη συχνότητα.

Για την περαιτέρω αξιολόγηση της τεχνικής πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις φασικού θορύβου με τον αναλυτή φάσματος Aeroflex 3283, οι οποίες απεικονίζονται στο σχήμα 7.6. Ο φασικός θόρυβος του κλειδωμένου VCO είναι ταυτόσημος με αυτόν της αναφοράς μέσα στο εύρος ζώνης του βρόχου (20 KHz). Σημειώνεται πως κατά τη μέτρηση, η συχνότητα της HMC-2220 τέθηκε στα 5 GHz ώστε να είναι άμεσα συγκρίσιμες οι τιμές φασικού θορύβου. Προφανώς, ο φασικός θόρυβος που παράγει η ίδια γεννήτρια σε σχεδόν τριπλάσια συχνότητα ($15,625 \text{ GHz}$) είναι κατά πολύ υψηλότερος, σχεδόν τριπλάσιος, όπως προκύπτει από το εγχειρίδιο που παρατίθεται σχήμα 4.2 και επίσης μετρήθηκε πειραματικά. Αντίστοιχα, ο φασικός θόρυβος της αναφοράς των $31,25 \text{ GHz}$ που αντιστοιχεί στη συχνοτική απόσταση των οπτικών τόνων εισόδου αναμένεται να είναι τουλάχιστον εξαπλάσιος αυτού που μετρήθηκε στα 5 GHz , αν λάβουμε υπόψη και τις διάφορες άλλες πηγές προσθετικού θορύβου κατά την ηλεκτρική επεξεργασία και οπτικο-ηλεκτρονική μετατροπή, όπως περιγράφηκε στο κεφάλαιο 3.

Για να επιβεβαιωθεί πειραματικά η βελτίωση που προσφέρει η παρούσα μέθοδος, η οποία διανέμει υψηλές χιλιοστομετρικές συχνότητες και στη συνέχεια αποδίδει μια χαμηλότερη συχνότητα στο δέκτη που προέρχεται από διαίρεση, θα πρέπει να εκτιμηθεί ο προσθετικός φασικός θόρυβος στη χιλιοστομετρική περιοχή και στη συνέχεια στη χαμηλότερη, αντίστοιχα με

τις μετρήσεις στο κεφάλαιο 3. Κάτι τέτοιο όμως δεν είναι εφικτό με τη δεδομένη ευαισθησία 10^{-12} του συχνομέτρου που χρησιμοποιείται. Οι εναλλακτικές λύσεις για τη βελτίωση της ευαισθησίας με τη χρήση είτε του ετεροδυνωτή *ricotime* είτε της ομόδυνας φώρασης που αναπτύχθηκαν στο κεφάλαιο 4 δεν είναι δυνατό να υιοθετηθούν στην περίπτωση των χιλιοστομετρικών συχνοτήτων, λόγω έλλειψης του αντίστοιχου ηλεκτρονικού εξοπλισμού (ενισχυτές, μίκτες, φωτοδιόδοι).



Σχήμα 7.6: Φασικός θόρυβος της αναφοράς (μαύρο) στα 5 GHz, του ελεύθερα ταλαντευόμενου VCO (μπλε) και του VCO μετά την εγκλείδωση (κόκκινο). Το εύρος ζώνης ανάλυσης (resolution bandwidth) του αναλυτή φάσματος είναι 100 Hz.

7.4 Οπτικο-ηλεκτρονικός συνθέτης συχνοτήτων.

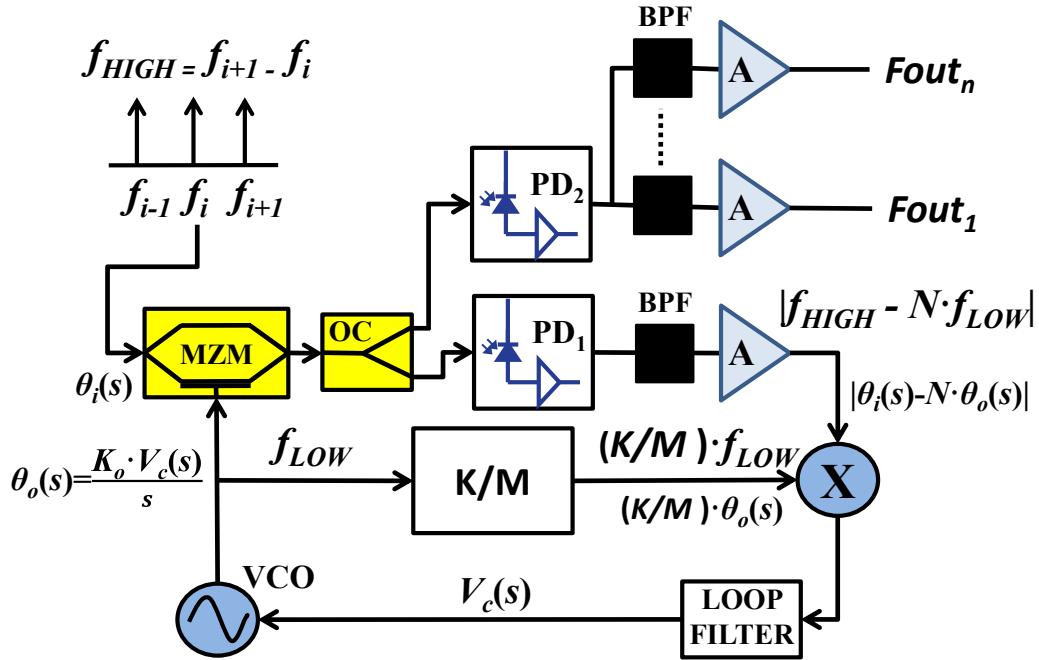
Εκτός από την οπτικο-ηλεκτρονική διαίρεση συχνότητας με σκοπό τη βελτίωση της ευστάθειας και τη μείωση του φασικού θορύβου, η τεχνική που περιγράφηκε στις προηγούμενες παραγράφους μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη σύνθεση συχνοτήτων στη χιλιοστομετρική ή και υψηλότερη (υπό-THz) περιοχή. Όπως είναι εμφανές από τα οπτικά φάσματα που παρατίθενται στα σχήματα 7.4 και 7.5, η έξοδος του διαμορφωτή Mach Zehnder είναι πλούσια σε φασματικές συνιστώσες, η συμβολή των οποίων σε μια φωτοδίοδο ευρέως φάσματος μπορεί να παράγει πλήθος υψηλών ηλεκτρικών συχνοτήτων.

Η σύνθεση συχνοτήτων είναι η πλέον χρησιμοποιούμενη μέθοδος παραγωγής υψηλών ηλεκτρικών συχνοτήτων, οι οποίες εκτείνονται έως και εκατοντάδες GHz. Πρόσφατα και επικείμενα τεχνολογικά επιτεύγματα, όπως είναι τα δίκτυα ασύρματων επικοινωνιών 5^{ης} γενιάς (5G) και τα ραδιοτηλεσκόπια χιλιοστομετρικού φάσματος, απαιτούν σταθερά και φασματικά διαυγή χιλιοστομετρικά φέροντα. Ηλεκτρικά κυκλώματα τα οποία υλοποιούν βρόχους κλειδωμένης φάσης (PLLs) έχουν προταθεί για την παραγωγή συχνοτήτων που ξεπερνούν τα 100 GHz [182]. Όμως είναι ευρέως αποδεκτό ότι οι τεχνικές σύνθεσης που βασίζονται σε οπτικές μεθόδους αποτελούν τη βέλτιστη λύση παρέχοντας εξαιρετικά υψηλή ακρίβεια, ευστάθεια και φασματική καθαρότητα [183]. Μεγάλου εύρους ζώνης φωτοφωρατές μπορούν να παράξουν χιλιοστομετρικές συχνότητες από τη συμβολή απομακρυσμένων συχνοτικά οπτικών τόνων με τη μέγιστη

συχνότητα να περιορίζεται μόνον από το εύρος ζώνης του φωτοφωρατή. Οπτικές κτένες που παράγονται από lasers εγκλειδωμένου τρόπου ή από μικροσυντονιστές φαινομένου Kerr έχουν χρησιμοποιηθεί για την γένεση των απαιτούμενων οπτικών τόνων υψηλής ευστάθειας. Οι επιθυμητές ηλεκτρικές συχνότητες μπορούν να προκύψουν από τη συμβολή επιλεγμένων τόνων της κτένας, οι οποίοι έχουν διαχωριστεί από το σύνολο [173] των φασματικών γραμμών, όπως επίσης αναφέρθηκε στην παράγραφο 7.1. Οι συχνότητες αυτές είναι ακέραια πολλαπλάσια της συχνότητας επανάληψης παλμών και ως εκ τούτου δεν παρέχουν την απαιτούμενη ευελιξία. Στην αναφορά [184] έχει επιτευχθεί εύρος μεταβολής 1.6% της συχνότητας των παλμών το οποίο δεν είναι επαρκές για τις περισσότερες εφαρμογές σύνθεσης συχνοτήτων. Μια άλλη υλοποίηση οπτικο-ηλεκτρονικού ταλαντωτή παράγει μικροκυματικές συχνότητες απaráμιλλης φασματικής καθαρότητας χρησιμοποιώντας έναν οπτικό ταμιευτήρα ενέργειας, συνήθως μια οπτική ίνα που λειτουργεί σαν γραμμή καθυστέρησης. Ο πολύ υψηλός συντελεστής ποιότητας της ίνας επιτυγχάνει εξαιρετικά χαμηλό φασικό θόρυβο της παραγόμενης συχνότητας με μειωμένο όμως εύρος συντονισμού του ταλαντωτή. Το άνω όριο συχνότητας περιορίζεται από το εύρος ζώνης του ηλεκτρο-οπτικού διαμορφωτή που περιλαμβάνεται στον ταλαντωτή [185], [186]. Άλλες μέθοδοι όπως είναι ο οπτικο-ηλεκτρονικός πολλαπλασιασμός συχνότητας [187], οπτική εγκλειδωση φάσης [188] και ηλεκτρονικοί συνθέτες με οπτική αναφορά [189] έχουν επίσης προταθεί για την οπτικά υποβοηθούμενη γένεση χιλιοστομετρικών συχνοτήτων. Οι οπτικο-ηλεκτρονικοί πολλαπλασιαστές συχνοτήτων χρησιμοποιούν μικροκυματικούς συνθέτες για να παράξουν, μετά από πολλαπλασιασμό, τις απαιτούμενες χιλιοστομετρικές συχνότητες. Σε αυτές τις υλοποιήσεις, ο φασικός θόρυβος της αναφοράς πολλαπλασιάζεται με τον λόγο της τελικής χιλιοστομετρικής συχνότητας προς τη συχνότητα αναφοράς. Τελευταίας τεχνολογίας ολοκληρωμένες υλοποιήσεις [174], [175] υιοθετούν ετερόδυνο οπτικό ταλαντωτή κλειδωμένο κατά φάση στη διαφορά της επιθυμητής συχνότητας εξόδου από κάποιο πολλαπλάσιο της συχνότητας επανάληψης παλμών μιας οπτικής κτένας, η οποία χρησιμεύει ως αναφορά. Η διαφορά αυτή παράγεται από μικροκυματική γεννήτρια η οποία λειτουργεί ελεύθερα, χωρίς να είναι κλειδωμένη πάνω στην κύρια αναφορά της οπτικής κτένας, ούτως ώστε να επιτυγχάνεται η επιθυμητή ευελιξία στην γένεση διαφορετικών συχνοτήτων με μικρό βήμα. Ένα laser το οποίο παίζει το ρόλο του οπτικού ταλαντωτή ελεγχόμενου από ρεύμα, εγκλειδώνεται με οπτικό PLL σε συχνότητα μετατεθειμένη από αυτές των τόνων της οπτικής κτένας κατά ποσότητα ίση με τη συχνότητα που παράγει ο ηλεκτρικός ταλαντωτής. Τέλος, οι ηλεκτρονικοί συνθέτες που χρησιμοποιούν οπτική κτένα ως αναφορά, εμφανίζουν χειρότερο φασικό θόρυβο από την αναφορά τους, ο οποίος επιβάλλεται από τα στάδια πολλαπλασιασμού συχνοτήτων και λόγω των περιορισμών των ηλεκτρονικών κυκλωμάτων στις υψηλές συχνότητες [189].

Στο σχήμα 7.7 προτείνεται η παραλλαγή του οπτικο-ηλεκτρονικού διαιρέτη του σχήματος 7.1, που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη σύνθεση μικροκυματικών και χιλιοστομετρικών συχνοτήτων και του οποίου οι επιδόσεις και τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά θα αναδειχθούν στη συνέχεια. Η είσοδος του συνθέτη συχνοτήτων είναι μια οπτική κτένα που πλέον μπορεί να περιέχει αρκετούς τόνους, με σχετικά μεγάλη συχνοτική διαφορά μεταξύ των, η οποία αντιστοιχεί στη συχνότητα αναφοράς f_{HIGH} , $f_{HIGH}=f_{i+1}-f_i$. Η οπτική κτένα μπορεί να παραχθεί από ένα laser εγκλειδωμένων τρόπων όπως έχει αναλυτικά αναφερθεί στην παράγραφο 1.3.3. Οι οπτικοί τόνοι της κτένας διέρχονται μέσα από το διαμορφωτή Mach – Zehnder και διαμορφώνονται κατά πλάτος από την f_{LOW} . Το οπτικό φάσμα στην έξοδο του διαμορφωτή περιέχει τώρα περισσότερους πλησιέστερους συχνοτικά τόνους, που με τη συμβολή τους πάνω στη φωτοδίοδο PD₁ παράγουν μια ισχυρή ηλεκτρική συνιστώσα με συχνότητα $|f_{HIGH}-N\cdot f_{LOW}|$ (σχήμα 7.7). Η συχνότητα αυτή αναμιγνύεται με τη συχνότητα του VCO διαιρεμένη δια K/M και αποκαλύπτει το σήμα φασικού σφάλματος. Το σήμα αυτό, μετά

τη διέλευσή του από το φίλτρο βρόχου, κλειδώνει την παραγόμενη από το VCO συχνότητα f_{LOW} στην εισερχόμενη f_{HIGH} , όπως ακριβώς και στην περίπτωση του διαιρέτη.



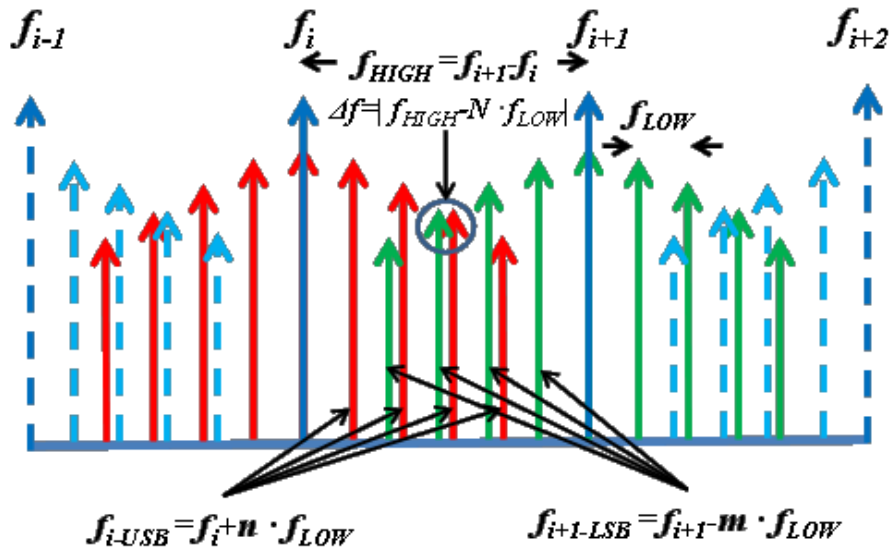
Σχήμα 7.7: Ο οπτικο-ηλεκτρονικός διαιρέτης συχνότητας διαμορφωμένος ώστε να παρέχει τη δυνατότητα πολυζωνικής σύνθεσης μικροκυματικών και χιλιοστομετρικών συχνοτήτων.

Η έξοδος του ηλεκτροπτικού διαμορφωτή περιέχει οπτικούς τόνους οι οποίοι εκτείνονται σε μία περιοχή συχνοτήτων εύρους τουλάχιστον $L \cdot f_{HIGH}$, όπου L είναι ο αριθμός των τόνων της κτένας αναφοράς εισόδου. Η συμβολή αυτών των τόνων σε μία γρήγορη φωτοδιόδο PD_2 παρέχει ένα πλήθος ηλεκτρικών συχνοτήτων. Κάποιες από αυτές τις συχνότητες συνδέονται αρμονικά με την f_{LOW} , ($n \cdot f_{LOW}$) και παράγονται από τη συμβολή μεταξύ πλευρικών της τοπικής κτένας με συχνοτική απόσταση f_{LOW} γύρω από κάθε τόνο εισόδου f_i . Άλλες συχνότητες, διαφορετικές από τις αρμονικές της f_{LOW} , παράγονται από τη συμβολή πλευρικών προερχόμενων από μακρινές φασματικές γραμμές, παραδείγματος χάρη μία πλευρική γύρω από την f_i και μία άλλη γύρω από την f_{i+1} (κόκκινες και πράσινες φασματικές γραμμές του σχήματος 7.8). Οι συχνότητες που παράγονται στην έξοδο της φωτοδιόδου PD_2 μπορούν να εκφραστούν ως

$$f_{out} = (i - 1) \cdot f_{HIGH} \pm j \cdot f_{LOW} = \left[(i - 1) \pm \frac{j}{N \pm \left(\frac{K}{M}\right)} \right] \cdot f_{HIGH} \quad (7.2)$$

με $i=1 \dots L$ και $j=0 \dots R$, όπου R είναι ο αριθμός των φασματικών γραμμών με συχνοτική απόσταση πολλαπλάσια της f_{LOW} από τις φασματικές γραμμές της κτένας αναφοράς. Οι επιθυμητές συχνότητες μπορούν να επιλεγούν με ηλεκτρικά ζωνοπερατά φίλτρα στην έξοδο των γρήγορων φωτοδιοδων. Τα μικροκυματικά ή χιλιοστομετρικά ζωνοπερατά φίλτρα θα πρέπει να απορρίπτουν παράγωγα με συχνοτική απόσταση τουλάχιστον $(K/M) \cdot f_{LOW}$ ή $(1 - (K/M)) \cdot f_{LOW}$ από τις επιθυμητές συχνότητες. Έτσι, για την επιλογή της συχνότητας f_{LOW} θα πρέπει να ληφθούν υπόψη το διαθέσιμο εύρος ζώνης και τα χαρακτηριστικά της μεταβατικής ζώνης των φίλτρων. Κατάλληλα χιλιοστομετρικά φίλτρα περιγράφονται στην αναφορά [190]. Οι απαιτήσεις των φίλτρων γίνονται λιγότερο αυστηρές αν ο ακέραιος N είναι σχετικά μικρός αριθμός, πράγμα που οδηγεί σε υψηλότερη συχνότητα f_{LOW} και επομένως σε μεγαλύτερη συχνοτική απόσταση μεταξύ των τόνων και ο λόγος K/M είναι κοντά στο 1/2. Στην αυτή την

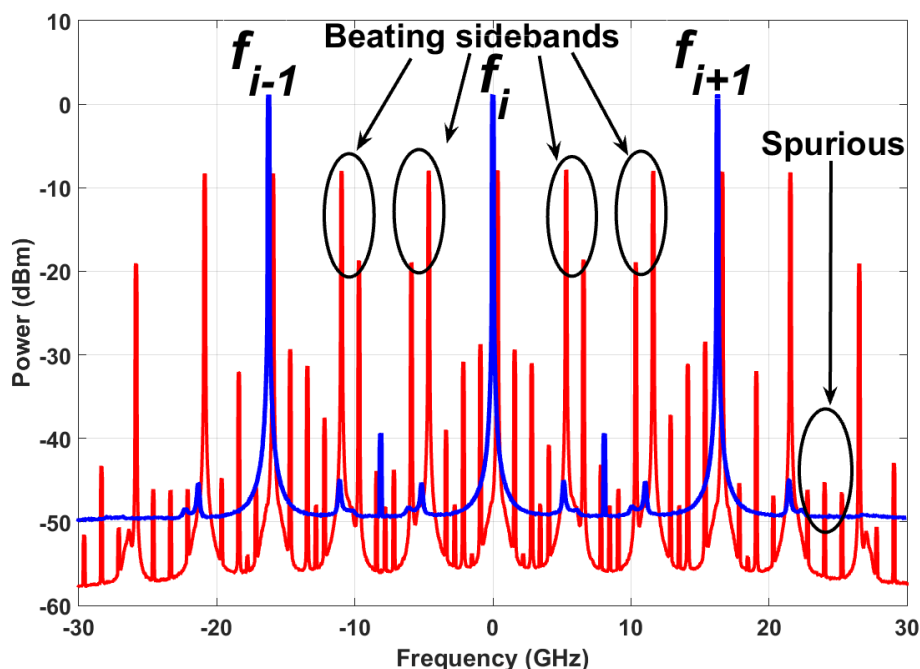
περίπτωση, οι ανεπιθύμητες συχνότητες οι οποίες θα πρέπει να απορριφθούν διαχωρίζονται από τις επιθυμητές κατά περίπου $f_{LOW}/2$. Πιο προωθημένες αλλά και πιο περίπλοκες τεχνικές φιλτραρίσματος οι οποίες θα μπορούσαν να επιτύχουν καλύτερη συμπίεση των παρασιτικών συχνοτήτων και μείωση του θορύβου είναι δυνατό να υλοποιηθούν στο οπτικό πεδίο. Για παράδειγμα, θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν οπτικά φίλτρα βασισμένα σε συμβολόμετρα Mach-Zehnder (MZI filters) [191] σε συνδυασμό με ηλεκτρικά φίλτρα ή κλειδωμένα με έγχυση lasers [173], [192]. Τα lasers αυτά εκτός από την υψηλή επιλεκτικότητα, παρέχουν επίσης υψηλή οπτική ισχύ εξόδου και επομένως μεγαλύτερο λόγο φέροντος προς θόρυβο C/N στην έξοδο της φωτοδιόδου στην οποία συμβάλλουν οι οπτικοί τόνοι.



Σχήμα 7.8: Σχεδιάγραμμα των οπτικών φασμάτων. Η κτένα δύο τόνων αναφοράς (μπλε), η κτένα με βήμα συχνότητας f_{LOW} γύρω από τον τόνο εισόδου f_i (κόκκινο) και γύρω από τον f_{i+1} (πράσινο).

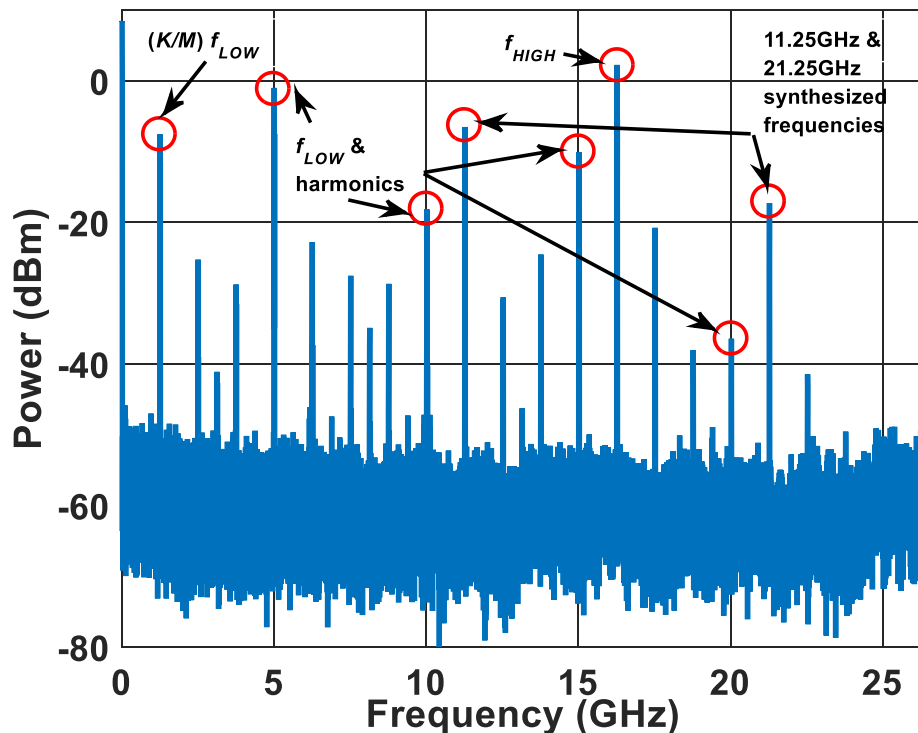
Ο συνθέτης μελετήθηκε πειραματικά. Για την παραγωγή της οπτικής συχνοτικής κτένας χρησιμοποιήθηκε η ίδια τεχνική που περιγράφηκε στην παράγραφο 7.3 για το διαιρέτη, με τη διαφορά ότι το σημείο πόλωσης του διαμορφωτή MZM₁ τέθηκε μεταξύ των σημείων ελάχιστης διέλευσης και γραμμικής λειτουργίας, έτσι ώστε να εμφανιστεί και η συνιστώσα του οπτικού φέροντος με πλάτος ίσο με αυτό των πλευρικών. Μετά από οπτική ενίσχυση, η κτένα εισόδου – αναφοράς του συνθέτη φαίνεται στο σχήμα 7.9. Η ισχύς είναι +1 dBm ανά τόνο και η συχνοτική απόσταση μεταξύ των τόνων είναι 16,25 GHz, ίση με τη συχνότητα f_m του σήματος εξόδου της HMC-2220. Στη συνέχεια, η οπτική κτένα εισόδου εισέρχεται στον διαμορφωτή MZM, ο οποίος οδηγείται από τον VCO με συχνότητα f_{LOW} . Ο διαμορφωτής αυτός, επίσης πολώνεται σε σημείο ενδιάμεσο της ελάχιστης διέλευσης και γραμμικής λειτουργίας, με τρόπο ώστε να παρέχει στην έξοδό του τρεις τόνους ίσης ισχύος ανά τόνο εισόδου (σχήμα 7.9) καθώς και πλήθος άλλων πλευρικών συνιστωσών. Ο VCO υλοποιείται ακριβώς με τον ίδιο τρόπο όπως και στην περίπτωση του διαιρέτη και λειτουργεί σε συχνότητα 5 GHz, η οποία τελικά θα κλειδωθεί στην f_{HIGH} με λόγο διαίρεσης $N+(K/M)=16,25\text{GHz}/5\text{GHz}=3,25$ ($N=3$, $K=1$, $M=4$). Το κέρδος του VCO τέθηκε σε 20 kHz/V στα 5 GHz (5 kHz/V στα 1,25 GHz) και το εύρος ζώνης του βρόχου ρυθμίστηκε στα 20 kHz. Το κέρδος του κλειστού βρόχου επιλέχθηκε κατάλληλα ώστε να παρέχει περιοχή κλειδώματος κατά πολύ ευρύτερη από την συχνοτική διαφορά μεταξύ της διαιρεμένης δια 4 συχνότητας του ελεύθερα λειτουργούντος VCO και της απαιτούμενης συχνότητας των 1,25 GHz. Η ισχύς του σήματος εξόδου του VCO ρυθμίστηκε στα +25 dBm ώστε να παράγει πολλαπλές πλευρικές συχνότητες γύρω από τους εισερχόμενους τόνους αναφοράς. Το οπτικό φάσμα στην έξοδο του διαμορφωτή του συνθέτη φαίνεται στο σχήμα 7.9. Η συχνοτική απόσταση $\Delta f = |f_{i+1,LSB}(2) - f_{i,USB}(1)|$ μεταξύ των πλευρικών είναι $\Delta f = f_{i+1} - 2 \cdot f_{LOW} - (f_i + f_{LOW}) = f_{i+1} - f_{LOW} - (f_i + 2 \cdot f_{LOW}) \approx (1/4) \cdot f_{LOW}$ ή $(K/M) \cdot f_{LOW}$. Τα τέσσερα ζεύγη των πλευρικών που συμβάλλουν δημιουργούν ένα ισχυρό ηλεκτρικό

τόνο συχνότητας 1.25 GHz στην έξοδο της PD₁, ο οποίος μινύεται με τη διαιρεμένη δια 4 συχνότητα του ελεύθερα λειτουργούντος VCO. Μετά τη μίξη προκύπτει η τάση σφάλματος η οποία οδηγείται μέσα από κατάλληλο φίλτρο βρόχου στην είσοδο του VCO και μεταβάλλει τη συχνότητά του με τρόπον ώστε η τοπικά παραγόμενη κτένα με βήμα 5 GHz να κλειδώνεται στην κτένα αναφοράς με βήμα 16,25 GHz.



Σχήμα 7.9: Το οπτικό φάσμα της κτένας αναφοράς (μπλε) και μετά τη διαμόρφωση από την f_{LOW} (κόκκινο) σε κατάσταση εγκλειδωσης. $f_{HIGH} = 16,25\text{GHz}$, $f_{LOW} = 5\text{GHz}$, $f_{LOW} = f_{HIGH}/(N+(K/M))$, $N=3$, $K=1$, $M=4$. Το εύρος ζώνης μέτρησης του οπτικού φασματικού αναλυτή είναι 140 MHz.

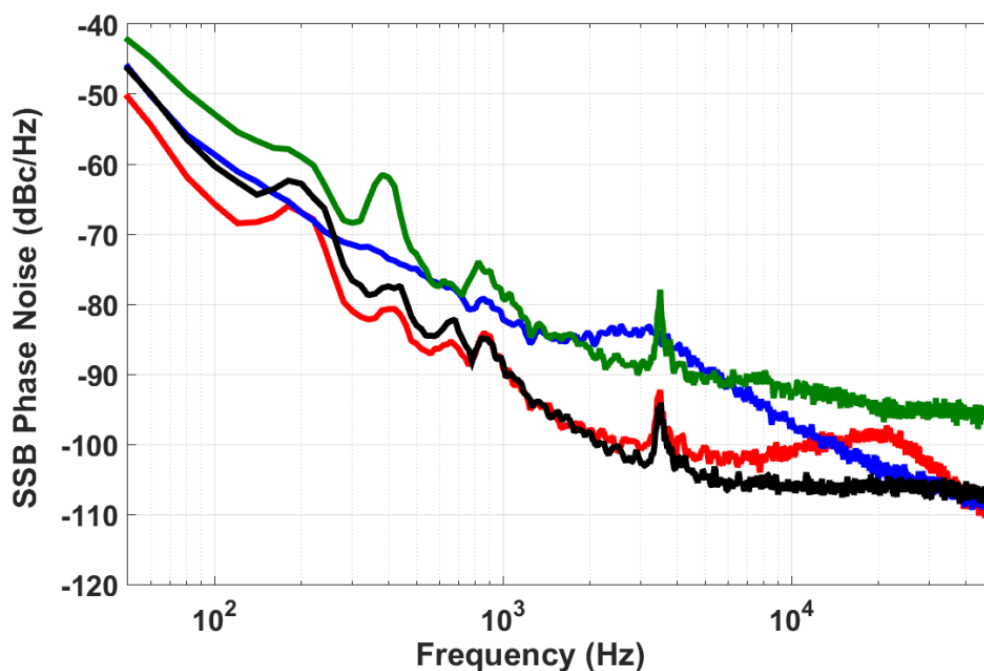
Παράλληλα, ένα κλάσμα της ισχύος εξόδου του διαμορφωτή οδηγείται στη φωτοδίοδο Agilent 11982A (PD₂) όπως φαίνεται στο σχήμα 7.7. Οι ηλεκτρικές συχνότητες που παράγονται από τη συμβολή της πληθώρας οπτικών τόνων (σχήμα 7.9) μετρούνται με έναν αναλυτή φάσματος 26,5 GHz, τον Aeroflex 3283 και είναι είτε αρμονικές της $f_{LOW} = 5$ GHz ή διαφέρουν από αυτές κατά πολλαπλάσια των 1,25GHz (σχήμα 7.10). Τα πλάτη των παραγόμενων ηλεκτρικών τόνων εξαρτώνται από την οπτική ισχύ και το πλήθος των ζευγών των τόνων που συμβάλλουν για να τους δημιουργήσουν. Για παράδειγμα, η συμβολή πολλαπλών ζευγαριών τόνων ίσης ισχύος όπως των τεσσάρων ζευγών f_i και $f_{i-1}-5\text{GHz}$, $f_{i+1}+5\text{GHz}$ και f_i , $f_i+5\text{GHz}$ και f_{i-1} , f_{i+1} και $f_i-5\text{GHz}$, παρέχει έναν ισχυρό ηλεκτρικό τόνο σε συχνότητα $(16,25+5)\text{GHz} = 21,25\text{GHz}$. Εν τω μεταξύ, η ηλεκτρική συχνότητα $(16,25-5)\text{GHz} = 11,25\text{GHz}$ παράγεται επίσης από τη συμβολή τεσσάρων αντίστοιχων ζευγαριών. Η συχνότητα αυτή των 11,25GHz είναι κατά 10 περίπου dB ισχυρότερη από αυτή των 21,25 GHz, παρότι παράγεται από το ίδιο πλήθος οπτικών ζευγών τα οποία έχουν την ίδια ισχύ όπως και στην περίπτωση των 21,25 GHz. Η διαφορά ισχύος μπορεί να αποδοθεί στο εύρος ζώνης της φωτοδίοδου PD₂ που σύμφωνα με τον κατασκευαστή της περιορίζεται στα 15 GHz. Οι παρασιτικές συχνότητες που βρίσκονται πλησίον των παραγόμενων τόνων απέχουν από αυτούς κατά $(K/M) \cdot f_{LOW} = 1,25\text{GHz}$ στην περίπτωση των 21,25 GHz και 11,25 GHz και είναι αντίστοιχα 24 και 12 dB ασθενέστερα από αυτούς. Συχνότητες μεγαλύτερες των 26,5 GHz οι οποίες παράγονται από τη συμβολή απομακρυσμένων οπτικών τόνων δεν απεικονίζονται στο σχήμα 7.10, εξαιτίας του περιορισμένου εύρους ζώνης του αναλυτή φάσματος.



Σχήμα 7.10: Το ηλεκτρικό φάσμα στην έξοδο της φωτοδιόδου μεγάλου εύρους ζώνης. Το εύρος ζώνης IF του ηλεκτρικού φασματικού αναλυτή είναι 5 MHz.

Για να αξιολογηθεί η απόδοση του οπτικο-ηλεκτρονικού συνθέτη συχνοτήτων πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις και ανάλυση σταθερότητας τόσο στη συχνότητα αναφοράς f_{HIGH} όσο και στη συχνότητα που προέκυψε από τη διαίρεση f_{LOW} , με το συχνόμετρο CNT-91R της Spectracom. Το χρονικό διάστημα μετρήσεων ήταν 1000 sec σε όλες τις περιπτώσεις. Η συχνότητα εξόδου της γεννήτριας HMC-2220 που παράγει τη συχνότητα f_m ήταν 16.250.000.000,011 Hz και η απόκλιση Allan ήταν 78 mHz σε χρόνο ολοκλήρωσης ενός δευτερολέπτου, εμφανίζοντας σχετική ευστάθεια $4,8 \cdot 10^{-12}$, τιμή κοντά στο κατώφλι ευαισθησίας του συχνόμετρου όπως και στην περίπτωση του διαιρέτη. Αντίστοιχα, οι μετρήσεις συχνότητας της γεννήτριας IFR 2025 ρυθμισμένης στα 1,25 GHz, σε ανοικτό βρόχο, και η σχετική ευστάθεια παρέμειναν στις ίδιες τιμές με αυτές της παραγράφου 7.3. Μετά την εγκλείδωση του VCO με το σήμα σφάλματος του βρόχου, η ακρίβεια της συχνότητας εξόδου του και η σχετική ευστάθεια επανήλθαν σε τιμές ταυτόσημες με αυτές της αναφοράς, όπως αναμενόταν.

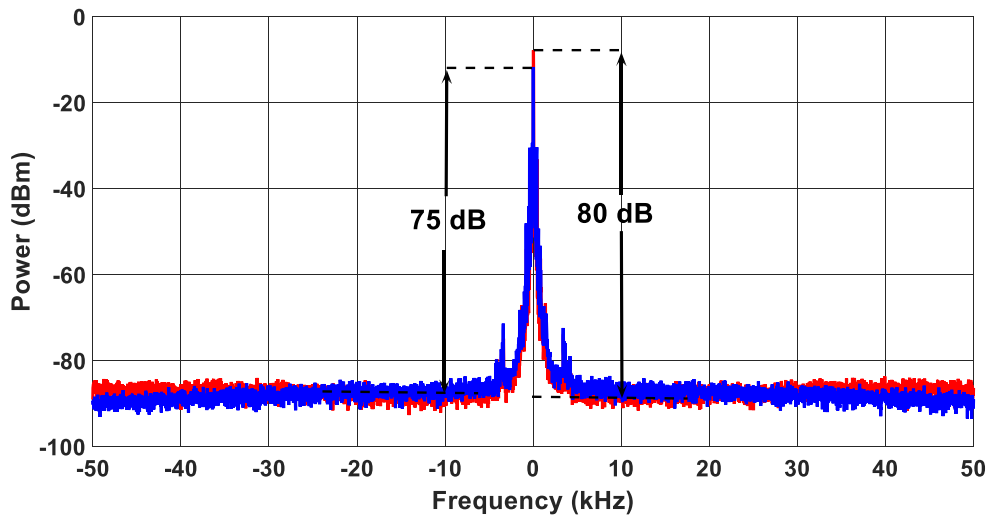
Για την περαιτέρω αξιολόγηση της τεχνικής πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις φασικού θορύβου με τον αναλυτή φάσματος Aeroflex 3283, όπως και στην περίπτωση του διαιρέτη (παράγραφος 7.3), οι οποίες απεικονίζονται στο σχήμα 7.11. Η συχνότητα της HMC-2220 τέθηκε στα 5 GHz (και όχι στα 16,25 GHz) ώστε να είναι άμεσα συγκρίσιμες οι τιμές του φασικού θορύβου της αναφοράς και των παραγόμενων συχνοτήτων του συνθέτη. Όπως φαίνεται στο σχήμα 7.11, ο φασικός θόρυβος του κλειδωμένου VCO (κόκκινο χρώμα) σχεδόν ταυτίζεται με αυτόν της αναφοράς (μαύρο χρώμα) μέσα στο εύρος ζώνης του βρόχου (20 KHz). Αντίθετα, ο φασικός θόρυβος του ελεύθερα λειτουργούντος VCO είναι υψηλότερος από αυτόν της αναφοράς από τα 250 Hz και πάνω.



Σχήμα 7.11: Μετρήσεις φασικού θορύβου. Μπλε: Η έξοδος του VCO σε ελεύθερη λειτουργία, μετά τον πολλαπλασιασμό συχνότητας $\times 4$ στα 5 GHz. **Κόκκινο:** Η έξοδος του VCO σε κατάσταση κλειδώματος. **Μαύρο:** Η έξοδος της γεννήτριας αναφοράς στα 5 GHz και **πράσινο:** Ο τόνος συχνότητας 21,25 GHz στην έξοδο της φωτοδιόδου ευρείας ζώνης.

Ο φασικός θόρυβος της αναφοράς εμφανίζει χαρακτηριστικές εξάρσεις στα 3,5 kHz και σε αρμονικές των 200 Hz. Η καμπύλη φασικού θορύβου της συχνότητας 21,25 GHz εξόδου του συνθέτη (πράσινο χρώμα) ταιριάζει σχεδόν απόλυτα με την αντίστοιχη της αναφοράς (μαύρο χρώμα), εμφανίζοντας όμως υψηλότερες τιμές, καθώς η συχνότητα αυτή (21,25 GHz) είναι κατά πολύ υψηλότερη της $f_{LOW} = 5$ GHz. Ο φασικός θόρυβος (πράσινο χρώμα) σταθεροποιείται στα -95 dBc/Hz περίπου σε συχνότητες Fourier μεγαλύτερες των 20 kHz, αντί να συνεχίζει την πτωτική τάση σε χαμηλότερα επίπεδα, όπως θα αναμενόταν. Αυτό οφείλεται στο μειωμένο λόγο σήματος προς θόρυβο, λόγω του περιορισμένου εύρους ζώνης της φωτοδιόδου στα 21,25 GHz. Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι ο φασικός θόρυβος της αναφοράς που χρησιμοποιήθηκε είναι αρκετά υψηλός. Οι επιδόσεις του συνθέτη αναμένεται να βελτιωθούν δραματικά αν αντικατασταθεί η κτένα αναφοράς της εισόδου με μια αντίστοιχη, η οποία παράγεται από μικροσυντονιστές φαινομένου Kerr [174], [175], [183] που εμφανίζουν τάξεις μεγέθους χαμηλότερο φασικό θόρυβο. Πράγματι, ο φασικός θόρυβος σε φέρον 25,7 GHz που μετρήθηκε στην έξοδο του μικροσυντονιστή κρυσταλλικού MgF_2 σε καθεστώς ψιθύρων διαδρόμου (whispering gallery mode) της αναφοράς [175] ήταν -100 dBc/Hz σε συχνότητα Fourier 1 kHz. Η τιμή αυτή είναι κατά 20 dB χαμηλότερη από το φασικό θόρυβο της γεννήτριας HMC-2220 (σχήμα 4.2) σε συχνότητα 20 GHz, η οποία χρησιμοποιήθηκε στην υλοποίηση του συνθέτη.

Ο φασικός θόρυβος που συνοδεύει τις παραγόμενες χιλιοστομετρικές συχνότητες εξαρτάται επίσης από τον λόγο οπτικής ισχύος προς θόρυβο (OSNR) των τόνων που συμβάλλουν στη γρήγορη φωτοδίοδο. Η οπτική ισχύς ανά τόνο είναι -8,5 dBm όπως φαίνεται στο σχήμα 7.9 και ο κανονικοποιημένος στο 0,1 nm OSNR είναι μεγαλύτερος από 30 dB. Σε κάθε περίπτωση, η οπτική ισχύς πρέπει να είναι αρκούντως υψηλή ώστε να προλαμβάνεται ο υποβιβασμός της ποιότητας των παραγόμενων συχνοτήτων από το θερμικό θόρυβο και το θόρυβο βολής που υπεισέρχεται κατά την οπτικο-ηλεκτρονική μετατροπή και το θόρυβο που προσθέτουν τα επόμενα ηλεκτρονικά ενισχυτικά στάδια. Το ηλεκτρικό φάσμα των συχνοτήτων 11,25 GHz και 21,25 GHz φαίνεται στο σχήμα 7.12, σε εύρος ζώνης ολοκλήρωσης 20 Hz. Ο λόγος φέροντος προς θόρυβο C/N είναι αρκετά υψηλός, 80 dB και 75 dB αντίστοιχα.



Σχήμα 7.12: Το φάσμα και ο λόγος φέροντος προς θόρυβο (carrier to noise ratio-C/N) των δύο συχνοτήτων που συντέθηκαν. Μπλε: 21,25 GHz και κόκκινο: 11,25 GHz. Το εύρος ζώνης του ηλεκτρικού φασματικού αναλυτή είναι 20 Hz.

Η δυνατότητα παραγωγής μεγάλου εύρους συχνοτήτων με σχετικά μικρό βήμα σύνθεσης αποτελεί ιδιαίτερα επιθυμητό χαρακτηριστικό όλων των τεχνικών σύνθεσης. Στην περίπτωση του προτεινόμενου οπτικο-ηλεκτρονικού συνθέτη, η τελική συχνότητα σύνθεσης παράγεται με κατάλληλη επιλογή του λόγου διαίρεσης $N \pm (K/M)$. Ο λόγος αυτός παράγει την απαιτούμενη f_{LOW} . Στο πείραμα που περιγράφηκε προηγουμένως, η συχνότητα των 21,25 GHz συντέθηκε από την $f_{HIGH} = 16,25\text{GHz}$ θέτοντας $i=2$, $j=1$ και $N+(K/M)=3,25$, $f_{LOW} = 5\text{GHz}$ στη σχέση (7.2). Για τη σύνθεση συχνότητας 21,3 GHz, δηλαδή κατά 50 MHz υψηλότερης, θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν οι ίδιοι συντελεστές $i=2$ και $j=1$, όμως η συχνότητα του VCO θα πρέπει να ρυθμιστεί στην τιμή 5,05 GHz στη σχέση (7.2), $((2-1) \cdot 16,25 + 1 \cdot 5,05 = 21,3 \text{ GHz})$. Ο νέος λόγος διαίρεσης υπολογίζεται σε $f_{HIGH}/f_{LOW} = 16,25/5,05 = 3 + (22/101)$, $K=22$, $M=101$. Προφανώς, το βήμα σύνθεσης ή αλλιώς η ανάλυση – διακριτική ικανότητα του συνθέτη, εξαρτάται από τις μέγιστες τιμές των συντελεστών M , K , οι οποίες μπορούν να υποστηριχθούν σε σχετικά ηλεκτρονικά κυκλώματα κλασματικής διαίρεσης συχνοτήτων. Το ελάχιστο βήμα που επιτυγχάνεται με τέτοια ολοκληρωμένα κυκλώματα, όπως είναι το AD9914 DDS της Analog Devices, είναι της τάξης υπό-nHz, έως και 190 pHz, σε λειτουργία προγραμματιζόμενου διαιρέτη (programmable modulus mode) και συχνότητα εισόδου 3,5 GHz.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι ο προτεινόμενος συνθέτης δε χρειάζεται κάποια ηλεκτρική γεννήτρια με υψηλή σταθερότητα, ακρίβεια και πολύ καλή ανάλυση, όπως στην περίπτωση των οπτικών βρόχων κλειδωμένης φάσης (OPLLs) [174], [175], καθώς χρησιμοποιεί σαν αναφορά τη συχνοτική απόσταση της οπτικής κτένας εισόδου σε όλες τις περιπτώσεις που απαιτείται σύνθεση, έστω και ενδιάμεσων συχνοτήτων, όπως είναι η f_{LOW} . Το χαρακτηριστικό αυτό διευκολύνει την υλοποίηση του συνθέτη σε οπτικό ολοκληρωμένο κύκλωμα (PIC).

Θα πρέπει επίσης να τονιστεί ότι η περιοχή σύνθεσης δεν μπορεί να είναι συνεχής κοντά σε συχνότητες πολλαπλάσιες της f_{HIGH} , καθώς οι υψηλής ισχύος οπτικοί τόνοι της κτένας δημιουργούν ισχυρά ηλεκτρικά παράγωγα που είναι πολύ δύσκολο να διαχωριστούν από τις πλησιέστερες επιθυμητές συχνότητες. Όσον αφορά τη λειτουργία του συνθέτη σε πολύ υψηλές χιλιοστομετρικές και υπό-THz συχνότητες, η περιοχή σύνθεσης μπορεί επεκταθεί στις πολύ υψηλές αυτές τιμές επιλέγοντας υψηλή f_{HIGH} και μεγάλο αριθμό τόνων της κτένας αναφοράς. Καθώς ο αριθμός των οπτικών τόνων της κτένας αυξάνεται, για να δημιουργηθούν οι απαραίτητες απομακρυσμένες πλευρικές η συμβολή των οποίων θα γεννήσει τις επιθυμητές συχνότητες, θα πρέπει να αυξηθεί και η ολική οπτική ισχύς για να περιοριστεί η υποβάθμιση λόγω φασικού θορύβου και να εξασφαλιστεί ικανοποιητικός λόγος OSNR στην είσοδο της φωτοδιάδο. Για κτένα με μεγάλη συχνοτική απόσταση f_{HIGH} μεταξύ των τόνων της, ο

διαμορφωτής MZM θα πρέπει να λειτουργεί αντίστοιχα σε υψηλή f_{LOW} και να αποδίδει στην έξοδό του πλήθος πλευρικών οι οποίες να φτάνουν τουλάχιστον έως και $f_{HIGH}/2$. Για παράδειγμα, ένας ευρέος φάσματος διαμορφωτής ο οποίος θα επεξεργαστεί τις παραγόμενες πλευρικές σε συχνότητες μεγαλύτερες των 50 GHz, θα μπορούσε να διαμορφώσει μια κτένα αναφοράς με συχνοτική απόσταση $f_{HIGH}=100$ GHz μεταξύ των τόνων της και να παράξει εύκολα υψηλές χιλιοστομετρικές και υπό-THz συχνότητες. Για τη συμβολή των απομακρυσμένων οπτικών τόνων και τη μετατροπή σε ηλεκτρικές συχνότητες έχουν ήδη αναπτυχθεί κατάλληλες φωτοδιόδοι PIN ή III-V μονόδρομης κατεύθυνσης φορέων (UTC PD) για συχνότητες έως και 300 GHz [193].

Ο προτεινόμενος οπτικο-ηλεκτρονικός συνθέτης συχνοτήτων μπορεί εύκολα να υλοποιηθεί σε ολοκληρωμένη μορφή, καθώς οι φωτοδιόδοι και οι διαμορφωτές κατασκευάζονται ήδη σε πλατφόρμα φωτονικών κυκλωμάτων πυριτίου – Silicon Photonics, ενώ η κτένα αναφοράς μπορεί να παραχθεί από πολύ μικρών διαστάσεων μικροσυντονιστή φαινομένου Kerr (micro-resonator Kerr based comb), με εξαιρετικά χαμηλό φασικό θόρυβο. Θα πρέπει επίσης να επισημανθεί ότι εάν η κτένα εισόδου προέρχεται από laser εγκλειδωμένων τρόπων, η σταθεροποίηση της συχνότητας επανάληψης παλμών f_{rep} και η συνεπαγόμενη μείωση του φασικού της θορύβου είναι απαραίτητη για τη λειτουργία του συνθέτη, καθώς αυτή αποτελεί τη συχνότητα αναφοράς f_{HIGH} . Αντίθετα, η συχνότητα απόκλισης της περιβάλλουσας του φέροντος f_o (carrier envelope offset frequency) δεν επηρεάζει την ποιότητα του σήματος που συντίθεται καθώς ο φασικός θόρυβος που τη συνοδεύει εμφανίζεται ως θόρυβος κοινού τρόπου στους οπτικούς τόνους f_n, f_m :

$$f_n = n \cdot f_{rep} + f_o, \quad f_m = m \cdot f_{rep} + f_o, \quad f_n - f_m = (n - m) \cdot f_{rep} \quad (7.3)$$

Η ευστάθεια και ακρίβεια της f_o επιδρούν μόνο στην απόλυτη τιμή τόσο των οπτικών τόνων εισόδου όσο και αυτών που παράγονται μετά την ηλεκτρο-οπτική διαμόρφωση. Η σταθεροποίηση της f_o θα ήταν επιθυμητή σε εφαρμογές φασματοσκοπίας ή μετρολογίας οπτικών συχνοτήτων, όπου ο συνθέτης θα παρήγαγε οπτικούς τόνους με εξαιρετικά μικρό βήμα σύνθεσης.

Με σκοπό την μελέτη των επιδόσεων του συνθέτη σε υψηλότερες συχνότητες, υπολογίστηκαν οι βέλτιστες τιμές των N, K, M , το εύρος των συχνοτήτων του VCO και η συχνοτική απόσταση των πλησιέστερων ανεπιθύμητων ηλεκτρικών συχνοτήτων που παράγονται παράλληλα με τους επιθυμητούς και θα πρέπει να απομονωθούν με κατάλληλα ηλεκτρικά φίλτρα, για ισαπέχουσες κατά 100 MHz συχνότητες μεταξύ 42 και 43 GHz, χρησιμοποιώντας την ίδια κτένα αναφοράς του πειράματος. Έτσι, το ακέραιο μέρος του λόγου διαίρεσης πρέπει να είναι $N=2$ ώστε να μεγιστοποιηθεί η f_{LOW} . Ο ολικός λόγος διαίρεσης είναι $N-K/M$ και οι χιλιοστομετρικές συχνότητες παράγονται από τη συμβολή των οπτικών τόνων συχνότητας f_{i-1} και $f_{i+1}+f_{LOW}$. Το κλασματικό μέρος του λόγου διαίρεσης K/M είναι για παράδειγμα $3/8$ για τα 42,5 GHz και $79/202$ για τα 42,6 GHz. Οι συχνότητες f_{LOW} του VCO κυμαίνονται από 9,5 έως 10,5 GHz ενώ η ελάχιστη απόσταση των ανεπιθύμητων από τις επιθυμητές συχνότητες Δf_{min} είναι μεγαλύτερη από 3,485 GHz, διευκολύνοντας το διαχωρισμό τους με κατάλληλα ηλεκτρικά φίλτρα. Οι τιμές της f_{LOW} , των συντελεστών K, M του ηλεκτρικού διαιρέτη, καθώς και η ελάχιστη απόσταση Δf_{min} των επιθυμητών από τις ανεπιθύμητες συχνότητες φαίνονται στον πίνακα 7.1. Ταυτόχρονα, εμφανίζονται ισαπέχουσες κατά 100 MHz συχνότητες σε περιοχές που απέχουν από τη ζώνη των 42 έως 43 GHz κατά πολλαπλάσια της f_{HIGH} , π.χ. από 25,75 ως 26,75 GHz, οι οποίες μπορούν εύκολα να απομονωθούν με ηλεκτρικά φίλτρα.

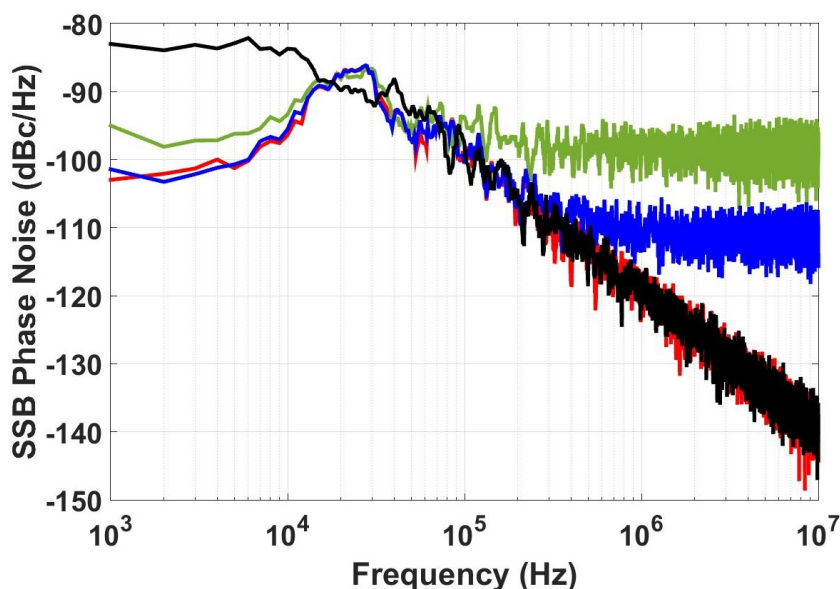
Πίνακας 7.1: Σύνθεση συχνοτήτων 42 έως 43 GHz με βήμα 100 MHz και $N=2$.

Frequency (GHz)	N	K	M	F_{LOW} (GHz)	ΔF_{min} (GHz)
-----------------	---	---	---	-----------------	------------------------

42,0	2	11	38	9,5	3,48
42,1	2	59	192	9,6	3,52
42,2	2	63	194	9,7	3,59
42,3	2	67	196	9,8	3,60
42,4	2	71	198	9,9	3,63
42,5	2	3	8	10,0	3,67
42,6	2	79	202	10,1	3,70
42,7	2	83	204	10,2	3,74
42,8	2	87	206	10,3	3,78
42,9	2	7	16	10,4	3,82
43,0	2	19	42	10,5	3,85

Λόγω έλλειψης κατάλληλου εξοπλισμού υψηλών συχνοτήτων, όπως φωτοδιόδοι, ενισχυτές και μίκτες, δεν κατέστη δυνατό να μετρηθεί ο φασικός θόρυβος στα 42,5 ή 26,25 GHz. Για το λόγο αυτό, εκτιμήσαμε τις επιδόσεις του συνθέτη μέσω προσομοίωσης. Στην προσομοίωση, ο οπτικοηλεκτρονικός συνθέτης παράγει τις συχνότητες 42,5 GHz και 26,25 GHz εφαρμόζοντας τις βέλτιστες υπολογισμένες τιμές των N , K , M και χρησιμοποιώντας τη διάταξη και τις παραμέτρους των πραγματικών εξαρτημάτων του πειράματος. Η αναφορά των 16,25 GHz θεωρήθηκε απαλλαγμένη από φασικό θόρυβο.

Για την παραγωγή της οπτικής κτένας των τριών τόνων χρησιμοποιήθηκε ένα μονότροπο laser με εύρος γραμμής 600 KHz και ιδανικός διαμορφωτής Mach – Zehnder. Αντίθετα, προστέθηκε φασικός θόρυβος στον ελεύθερα ταλαντευόμενο VCO, το προφίλ του οποίου συναντάται στα φύλλα δεδομένων των πραγματικών ταλαντωτών. Η διαίρεση συχνότητας K/M υλοποιήθηκε με αρχική διαίρεση δια M ακολουθούμενη από ηλεκτρονικό πολλαπλασιαστή PLL επί K . Οι απώλειες που εισάγει ο ηλεκτρο-οπτικός διαμορφωτής MZM του συνθέτη ορίστηκαν σε 4 dB. Υπό αυτές τις συνθήκες, οι οπτικοί τόνοι στην έξοδο του MZM έχουν την ίδια ισχύ και οπτικό λόγο σήματος προς θόρυβο με τους τόνους που μετρήθηκαν πειραματικά. Οι τόνοι αυτοί οδηγούνται σε φωτοδίοδο ακολουθούμενη από ενισχυτή διαντίστασης. Η αποκρισιμότητα της φωτοδίοδου ορίστηκε σε 0,5 A/W και η διαντίσταση του ενισχυτή σε 100 V/A. Το μοντέλο της φωτοδίοδου περιελάμβανε θερμικό θόρυβο και θόρυβο βολής. Ο φασικός θόρυβος των συχνοτήτων στα 42,5 GHz και 26,25 GHz φαίνεται στο σχήμα 7.13 μαζί με το φασικό θόρυβο του ελεύθερα ταλαντευόμενου και κλειδωμένου στην αναφορά VCO. Το εύρος ζώνης ανάλυσης είναι 1 KHz. Εκτός του εύρους ζώνης του βρόχου, που ταυτίζεται με το πειραματικά ορισμένο στα 20 KHz, οι παραγόμενες συχνότητες ακολουθούν το προφίλ φασικού θορύβου του ελεύθερα ταλαντευόμενου VCO. Ο θερμικός θόρυβος σε συνδυασμό με τη σχετικά χαμηλή στάθμη ισχύος των οπτικών τόνων έχουν σαν αποτέλεσμα την εμφάνιση πλατό φασικού θορύβου στα -97 και -110 dBc/Hz στις υψηλότερες συχνότητες, όπως φαίνεται στο σχήμα 7.13. Η ηλεκτρική ισχύς στα 42,5 GHz είναι -26,5 dBm, 13,5 dB χαμηλότερα από την αντίστοιχη 26,25 GHz, γεγονός που δικαιολογεί την υποβάθμιση της ποιότητας λόγω φασικού θορύβου στην υψηλότερη συχνότητα.



Σχήμα 7.13: Αποτελέσματα της προσομοίωσης του συνθέτη σε υψηλότερες μικροκυματικές και χιλιοστομετρικές συχνότητες. Το εύρος ζώνης υπολογισμού του SSB φασικού θορύβου είναι 1 kHz. Μαύρο: Ελεύθερα ταλαντευόμενος VCO σε συχνότητα 10 GHz, κόκκινο: Ο VCO σε κατάσταση κλειδώματος, μπλε: Ο φασικός θόρυβος της εξόδου του συνθέτη στα 26,25 GHz και πράσινο: Ο φασικός θόρυβος της εξόδου του συνθέτη στα 42,5 GHz.

Εν κατακλείδι, ο προτεινόμενος οπτικο-ηλεκτρονικός συνθέτης εμφανίζει πολλά πλεονεκτήματα σε σχέση με την υπάρχουσα τεχνολογία. Χρησιμοποιώντας ως αναφορά μια οπτική κτένα, επιτυγχάνει τη σύνθεση συχνοτήτων σε ευρεία περιοχή με ακρίβεια και σταθερότητα που εξαρτάται από τα αντίστοιχα χαρακτηριστικά της κτένας αναφοράς. Μπορεί να παράγει τόνους σε πολλές ζώνες συχνοτήτων ταυτόχρονα, με πολύ μικρό βήμα σύνθεσης. Όλες οι συχνότητες που παράγει ενδιάμεσα ο συνθέτης είναι κλειδωμένες στην αναφορά και επομένως δεν απαιτείται άλλη πηγή συχνοτικού προτύπου πέρα από την κτένα εισόδου. Επιπλέον, χρησιμοποιεί παθητικά οπτικοηλεκτρονικά εξαρτήματα, όπως είναι οι διαμορφωτές και οι φωτοδίοδοι. Η οπτική ενίσχυση πιθανόν να μην χρειάζεται αν οι τόνοι της κτένας εισόδου έχουν αρκετά υψηλή ισχύ ώστε να εξασφαλίζουν υψηλό λόγο C/N στην έξοδο. Ανάλογα με την ποιότητα του ηλεκτρονικού VCO που θα χρησιμοποιηθεί, το εύρος ζώνης του βρόχου δε χρειάζεται να είναι μεγάλο όπως στην περίπτωση του ετερόδυνου οπτικού ταλαντωτή. Στα μειονεκτήματα του συνθέτη συγκαταλέγονται η απαίτηση για οπτικό ή και ηλεκτρικό φιλτράρισμα για την απομάκρυνση ανεπιθύμητων παραγώγων και η μη συνεχής λειτουργία κοντά σε συχνότητες που είναι πολλαπλάσια του ρυθμού επανάληψης παλμών της κτένας αναφοράς.

7.5 Συμπεράσματα

Σε συνέχεια της μεθόδου που προτάθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, εξετάστηκε η χρήση ακόμα υψηλότερων συχνοτήτων για τη βελτίωση της ευστάθειας. Το πρόβλημα με τις πολύ υψηλές μικροκυματικές συχνότητες που διαμορφώνουν οπτικό φέρον και ανιχνεύονται στο δέκτη, είναι ότι ο αντίστοιχος ηλεκτρονικός εξοπλισμός τόσο του διαμορφωτή όσο και του αποδιαμορφωτή έχει πολύ μεγάλο κόστος και επιβαρύνει αισθητά το φασικό θόρυβο. Επίσης, αν η συχνότητα είναι πολύ υψηλή, δεν είναι άμεσα χρήσιμη στο δέκτη και απαιτείται υποδιαίρεσή της σε διαχειρίσιμη τιμή. Για την αντιμετώπιση των παραπάνω προκλήσεων λοιπόν προτάθηκε μία νέα μέθοδος οπτικής διαίρεσης στο δέκτη η οποία δεν απαιτεί μεγάλου εύρους ζώνης ακριβό ηλεκτρονικό εξοπλισμό. Η μέθοδος βασίζεται στην εκπομπή δύο τόνων αναφοράς υψηλής ευστάθειας με μεγάλη συχνοτική απόσταση μεταξύ των και τη δημιουργία στο δέκτη οπτικής κτένας που γεφυρώνει το χάσμα μεταξύ των δύο τόνων. Η οπτική κτένα

παράγεται με διαμόρφωση των τόνων από ηλεκτρικό σήμα τοπικής γεννήτριας το οποίο με κατάλληλη διαδικασία διαίρεσης εγκλειδώνεται στους δύο τόνους εισόδου. Το αποτέλεσμα είναι η έξοδος της τοπικής στο δέκτη γεννήτριας να επιτυγχάνει τα ίδια χαρακτηριστικά υψηλής ευστάθειας και χαμηλού φασικού θορύβου με την αναφορά, υλοποιώντας ουσιαστικά έναν οπτικό διαιρέτη συχνοτήτων που αντικαθιστά τον ηλεκτρικό. Μία ιδιαίτερα χρήσιμη παράλληλη εφαρμογή του οπτικοηλεκτρονικού αυτού διαιρέτη είναι ότι μπορεί να χρησιμοποιηθεί και ως συνθέτης μικροκυματικών και υψηλών χιλιοστομετρικών συχνοτήτων. Οι επιδόσεις του συνθέτη τόσο όσον αφορά το χαμηλό φασικό θόρυβο και την ευστάθεια των παραγόμενων συχνοτήτων όσο και την ευελιξία που παρέχει το μικρό βήμα σύνθεσης είναι ιδιαίτερα ικανοποιητικές και επιτρέπουν τη υιοθέτηση του για την παραγωγή αλλά και διαμόρφωση πολύ υψηλών χιλιοστομετρικών και υπό-terahertz συχνοτήτων.

8. ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΦΑΣΙΚΟΥ ΣΦΑΛΜΑΤΟΣ ΣΕ ΜΟΝΟΔΡΟΜΗ ΜΕΤΑΔΟΣΗ

Τα συστήματα διόρθωσης της φασικής ολίσθησης λόγω περιβαλλοντικών επιδράσεων στις οπτικές ίνες που εξετάστηκαν στα προηγούμενα κεφάλαια, επιβάλλουν την αμφίδρομη μετάδοση των συχνοτικών προτύπων. Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνεται η μέγιστη ευαισθησία στην ανίχνευση του φασικού σφάλματος. Όμως, για τους λόγους που αναφέρθηκαν στην παράγραφο 3.8, η αμφίδρομη μετάδοση δεν είναι πάντοτε εφικτή ή επιθυμητή. Έτσι, αναπτύχθηκαν συστήματα μονόδρομης μετάδοσης που εκμεταλλεύονται τη θερμοκρασιακή εξάρτηση της χρωματικής διασποράς των οπτικών ινών πυριτίου. Για να υπολογιστεί η θερμοκρασιακή εξάρτηση του δείκτη διάθλασης σε διάφορα μήκη κύματος χρησιμοποιήθηκαν οι συντελεστές Sellmeier για τηγμένο πυρίτιο [151] στη σχέση (8.1).

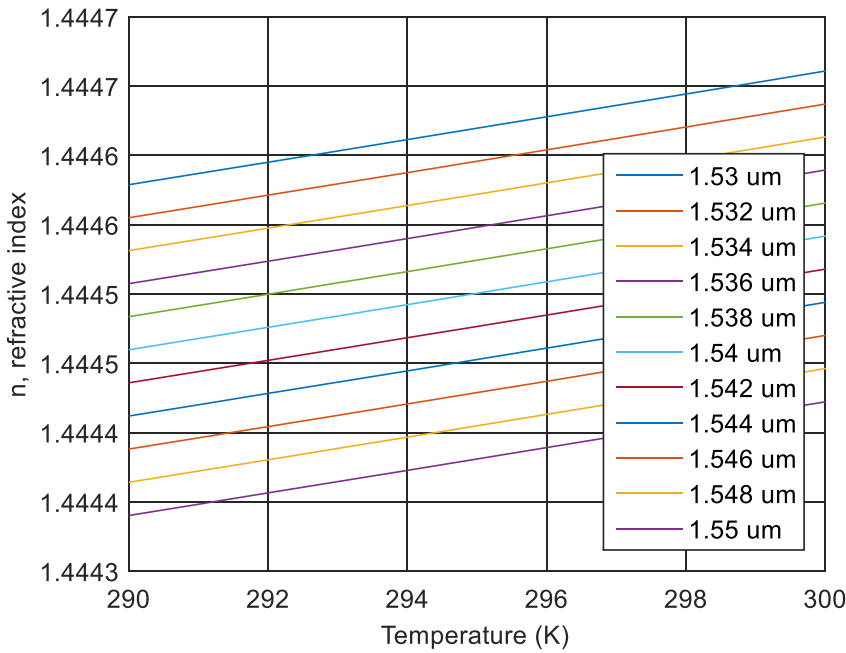
$$n^2(\lambda, T) = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{S_i(T)\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2(T)} \quad (8.1)$$

Όπου $S_i(T) = \sum_{j=1}^4 S_{ij} \cdot T^j$ και $\lambda_i(T) = \sum_{j=1}^4 \lambda_{ij} \cdot T^j$. Στην προηγούμενη σχέση, οι συντελεστές $S_i(T)$ και $\lambda_i(T)$ καθορίζονται από την ένταση των συντονισμών στο εσωτερικό της ίνας πυριτίου σε μήκη κύματος λ_i , πάνω σε όλα τα μήκη κύματος και θερμοκρασίες που μετρούνται πειραματικά. Όταν επιχειρείται να προσεγγιστεί η τιμή του δείκτη διάθλασης σε μήκη κύματος λ μεταξύ των συντονισμών του υλικού, το άθροισμα στην (8.1) μπορεί να προσεγγιστεί με μόνο τρεις όρους. Στην περίπτωση αυτή, η ισχύς των συντονισμών S_i και τα αντίστοιχα μήκη κύματος λ_i δεν έχουν πλέον άμεση φυσική σημασία, αλλά μάλλον λογίζονται ως παράμετροι για την όσο καλύτερη ταύτιση των πειραματικών δεδομένων με το μοντέλο Sellmeier. Το μοντέλο αυτό επιτυγχάνει την καλύτερη στατιστική αναπαράσταση των μετρούμενων τιμών του δείκτη διάθλασης σε όλη την γκάμα θερμοκρασιών και μηκών κύματος. Οι συντελεστές για τηγμένο πυρίτιο τύπου 7980 της εταιρείας Corning [151] φαίνονται στον επόμενο πίνακα 8.1.

Πίνακας 8.1: οι συντελεστές για τους τρεις όρους του μοντέλου Sellmeier με 4^{ης} τάξης θερμοκρασιακή εξάρτηση, για το τηγμένο πυρίτιο 7980 της Corning (από την αναφορά [151]).

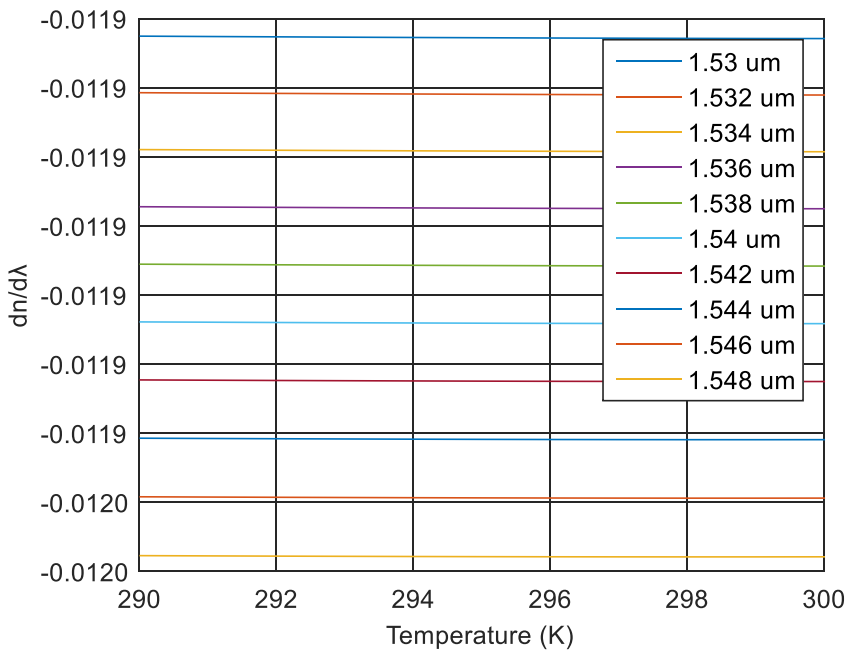
Coefficients for the temperature dependent Sellmeier equation for Corning 7980 fused silica 30 K ≤ T ≤ 300 K; 0.4 μm ≤ λ ≤ 2.6 μm						
	S ₁	S ₂	S ₃	λ ₁	λ ₂	λ ₃
Constant term	1.10127E+00	1.78752E-05	7.93552E-01	-8.90600E-02	2.97562E-01	9.34454E+00
T term	-4.94251E-05	4.76391E-05	-1.27815E-03	9.08730E-06	-8.59578E-04	-7.09788E-03
T² term	5.27414E-07	-4.49019E-07	1.84595E-05	-6.53638E-08	6.59069E-06	1.01968E-04
T³ term	-1.59700E-09	1.44546E-09	-9.20275E-08	7.77072E-11	-1.09482E-08	-5.07660E-07
T⁴ term	1.75949E-12	-1.57223E-12	1.48829E-10	6.84605E-14	7.85145E-13	8.21348E-10

Χρησιμοποιώντας τους συντελεστές του πίνακα, υπολογίστηκε ο δείκτης διάθλασης για μήκη κύματος από 1,53 έως 1,55 μm και θερμοκρασίες από 290 K έως 300 K. Τα αποτελέσματα φαίνονται στο σχήμα 8.1.

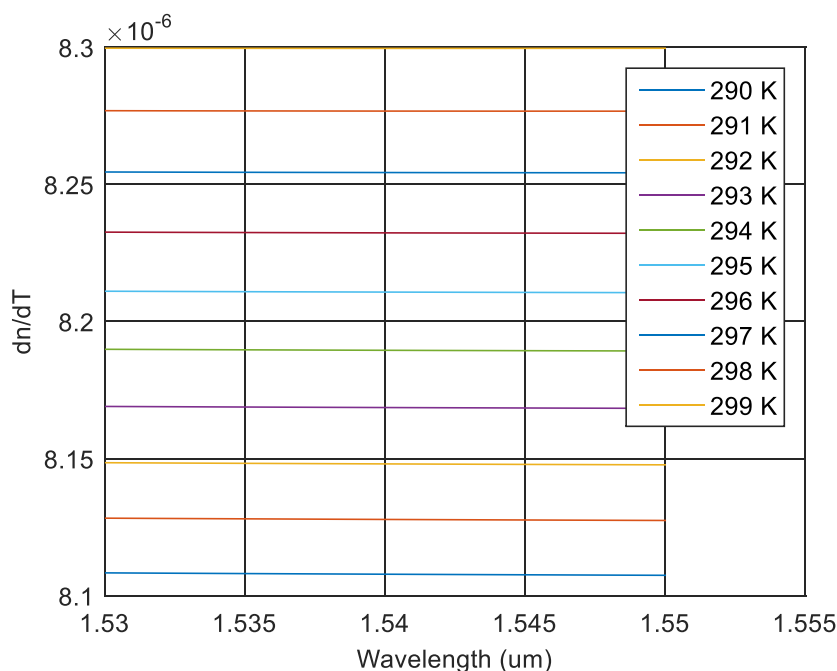


Σχήμα 8.1: Ο δείκτης διάθλασης τηγμένου πυριτίου σε διάφορα μήκη κύματος και θερμοκρασίες.

Όπως φαίνεται στο διάγραμμα, η τιμή του δείκτη διάθλασης μειώνεται με την αύξηση του μήκους κύματος, φαινόμενο που χαρακτηρίζεται ως «ομαλή διασπορά». Επίσης, ο δείκτης διάθλασης αυξάνεται με την άνοδο της θερμοκρασίας. Στη συνέχεια, υπολογίστηκε ο ρυθμός μεταβολής του δείκτη διάθλασης ως προς το μήκος κύματος ή αλλιώς φασματική διασπορά $dn/d\lambda$ σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία, για διάφορα μήκη κύματος. Επίσης, υπολογίστηκε ο ρυθμός μεταβολής του δείκτη διάθλασης ως προς τη θερμοκρασία ή αλλιώς ο θερμο-οπτικός συντελεστής dn/dT , για διάφορα μήκη κύματος. Τα αποτελέσματα απεικονίζονται στα σχήματα 8.2 και 8.3.



Σχήμα 8.2: Ο ρυθμός μεταβολής του δείκτη διάθλασης ως προς το μήκος κύματος (ή φασματική διασπορά) για διάφορες θερμοκρασίες.



Σχήμα 8.3: Ο ρυθμός μεταβολής του δείκτη διάθλασης ως προς τη θερμοκρασία (ή θερμο-οπτικός συντελεστής) για διάφορα μήκη κύματος.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 8.3, ο θερμο-οπτικός συντελεστής dn/dT δεν είναι ο ίδιος για όλες τις θερμοκρασίες, ενώ εμφανίζει πολύ μικρή μεταβολή καθώς αυξάνεται το μήκος κύματος.

Εκτός από τη μεταβολή του δείκτη διάθλασης, ένα άλλο φαινόμενο που επίσης επιδρά στην ολίσθηση φάσης όταν μεταβάλλεται η θερμοκρασία, είναι η θερμική διαστολή της οπτικής ίνας. Υποθέτοντας ότι οπτική ίνα μήκους L υποβάλλεται σε θερμοκρασιακή μεταβολή ΔT , τότε η θερμική μεταβολή του μήκους ΔL μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση $\Delta L = T_c \cdot L \cdot \Delta T$, όπου T_c είναι ο συντελεστής γραμμικής διαστολής [153]. Τυπικά, η τιμή του συντελεστή είναι $5,5 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$.

Στη συνέχεια θα εξεταστεί η μέθοδος ανίχνευσης του φασικού σφάλματος κατά τη διαδρομή στην οπτική ίνα που βασίζεται στη μετάδοση δύο σχετικά απομακρυσμένων μηκών κύματος διαμορφωμένων με μικροκυματικό πρότυπο, όπως αυτές που αναφέρθηκαν στην παράγραφο 3.8. Γενικά, ο χρόνος διάδοσης σε οπτική ίνα μήκους L είναι

$$\tau = L / \left[\frac{c}{n(\lambda, T)} \right] \quad (8.2)$$

όπου c είναι η ταχύτητα διάδοσης του φωτός στο κενό και $n(\lambda, T)$ είναι ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα που εξαρτάται από το μήκος κύματος και τη θερμοκρασία. Αν ένα μικροκυματικό πρότυπο συχνότητας f_{RF} μεταδοθεί ταυτόχρονα σε δύο μήκη κύματος λ_1 και λ_2 , μέσα από οπτική ίνα θερμοκρασίας T τότε θα φτάσει στον απομακρυσμένο δέκτη με χρονική διαφορά

$$\Delta\tau = \left| \frac{L}{\left[\frac{c}{n(\lambda_1, T)} \right]} - \frac{L}{\left[\frac{c}{n(\lambda_2, T)} \right]} \right| = \frac{L}{c} |n(\lambda_1, T) - n(\lambda_2, T)| \quad (8.3)$$

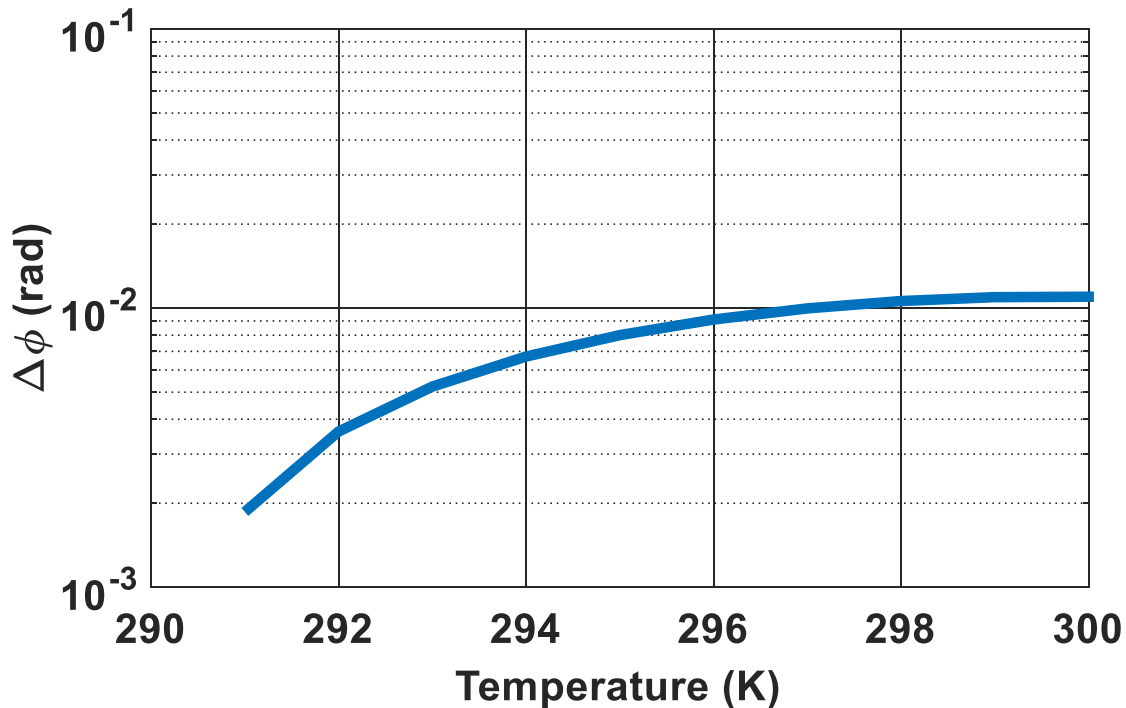
και επομένως με διαφορά φάσης

$$\varphi = 2\pi \cdot f_{RF} \cdot \Delta\tau = 2\pi \cdot f_{RF} \cdot \frac{L}{c} |n(\lambda_1, T) - n(\lambda_2, T)| \quad (8.4)$$

Αν η θερμοκρασία της ίνας μεταβληθεί από T_1 σε T_2 , η διαφορά φάσης των μικροκυματικών προτύπων στα δύο μήκη κύματος επίσης θα μεταβληθεί κατά $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi \cdot f_{RF} \cdot \frac{L}{c} \cdot (|n(\lambda_1, T_2) - n(\lambda_2, T_2)| - |n(\lambda_1, T_1) - n(\lambda_2, T_1)|) \quad (8.5)$$

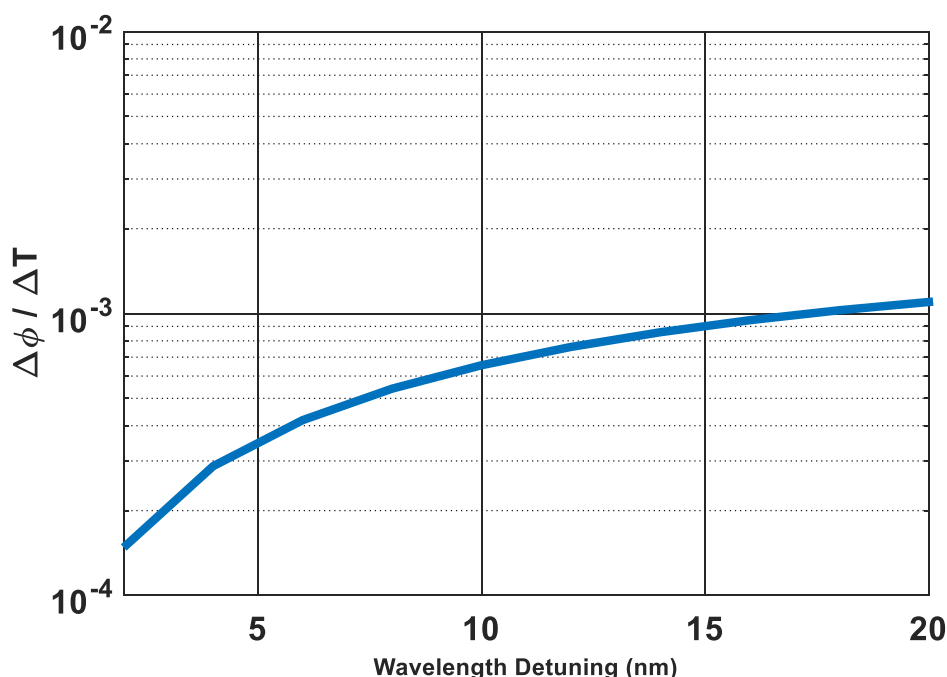
Αν συγκριθεί λοιπόν στο δέκτη η φάση του μικροκυματικού προτύπου που μεταφέρεται από το λ_1 με αυτήν του ίδιου προτύπου που μεταφέρεται από το λ_2 , θα προκύπτει μια εξαρτώμενη από τη μεταβολή της θερμοκρασίας ολίσθηση $\Delta\varphi$. Στο σχήμα 8.4 φαίνεται αυτή η ολίσθηση φάσης που προκύπτει για μεταβολή θερμοκρασίας από 291K σε 300K τυπικής μονότροπης οπτικής ίνας μήκους 10 km, όταν μεταφέρει με διαμόρφωση έντασης συχνότητα 10 GHz σε δύο μήκη κύματος 1530 nm και 1550 nm, σε απόσταση δηλαδή 20 nm. Η διαφορά φάσης στους 290 K θεωρείται μηδενική.



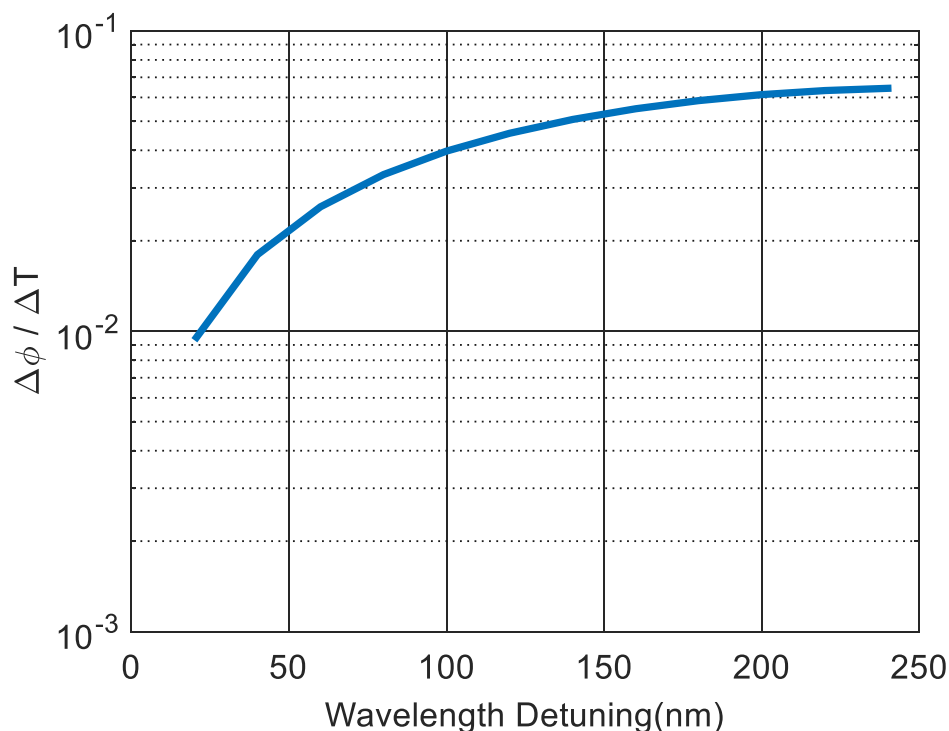
Σχήμα 8.4: Η ολίσθηση φάσης που ανιχνεύεται μεταξύ δύο μηκών κύματος 1530 nm και 1550 nm και μεταβολή θερμοκρασίας από 291K σε 300K σε ίνα μήκους 10 km, όταν μεταφέρει με διαμόρφωση έντασης συχνότητα 10 GHz.

Από το σχήμα 8.4 γίνεται φανερό ότι η μεταβολή φάσης του 0,01 rad που ανιχνεύεται για ομοιόμορφη σε όλο το μήκος της ίνας μεταβολή θερμοκρασίας 10K έχει πολύ χαμηλή τιμή, με αποτέλεσμα να καθίσταται περιορισμένης χρησιμότητας, ιδιαίτερα αν συνυπολογίσει κανείς το θόρυβο που αναπόφευκτα υπεισέρχεται στο δέκτη. Εξετάζοντας τη σχέση (8.5), είναι δυνατό να εξαχθούν χρήσιμα συμπεράσματα για τη μεγιστοποίηση της φασικής ολίσθησης που είναι δυνατό να επιτευχθεί. Πράγματι, η ολίσθηση φάσης που οφείλεται στη μεταβολή της θερμοκρασίας εξαρτάται γραμμικά από το μήκος της ίνας που υπόκειται στη μεταβολή και από τη συχνότητα f_{RF} του μικροκυματικού προτύπου. Η εξάρτηση που παρατηρείται σε σχέση με τη συχνοτική απόσταση μεταξύ των δύο οπτικών φερόντων που χρησιμοποιούνται για τη μετάδοση φαίνεται στο σχήμα 8.5 για $f_{RF} = 10$ GHz και $\lambda_1 = 1530$ nm, $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$ και ομοιόμορφη

μεταβολή θερμοκρασίας 10K σε μήκος 10 km. Στο σχήμα αυτό απεικονίζεται η «ευαισθησία» του συστήματος μονόδρομης μετάδοσης $\Delta\phi/\Delta T$ (rad/K).



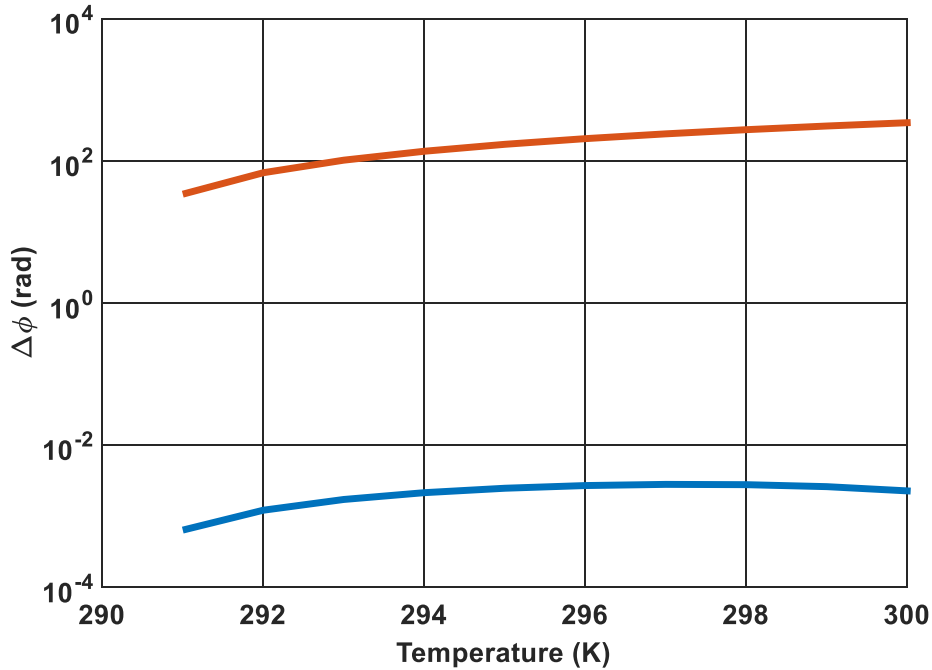
Σχήμα 8.5: Η ευαισθησία φάσης ως προς τη θερμοκρασία σαν συνάρτηση του συχνοτικού διαχωρισμού των οπτικών φερόντων που ανιχνεύεται σε ένα μήκος 10 km, όταν μεταφέρει με διαμόρφωση έντασης συχνότητα 10 GHz και μεταβολή θερμοκρασίας από 290K σε 300K.



Σχήμα 8.6: Η ευαισθησία που επιτυγχάνεται κατά τη μετάδοση στις μπάντες O και C. Ας σημειωθεί ότι η ευαισθησία με απόσταση 20 nm είναι μια τάξη μεγέθους υψηλότερη σε σχέση με αυτή του σχήματος 8.5, όταν υπολογίζεται στη ζώνη O.

Είναι προφανές πως η ευαισθησία αυξάνεται κατά πολύ όσο απομακρύνονται μεταξύ τους τα δύο μήκη κύματος. Ιδανικά μπορούν να καταλάβουν τις ακραίες θέσεις της ζώνης C (1530 – 1565 nm) ή ακόμα καλύτερα, να μεταδοθεί στη μπάντα O (1260 – 1360 nm) το λ_1 και στη C το λ_2 . Ακόμα και με αυτό όμως το συχνοτικό διαχωρισμό, η

ευαισθησία δεν μπορεί να θεωρηθεί ικανοποιητική, καθώς υπολείπεται κατά πολύ των αντίστοιχων αμφίδρομων συστημάτων. Στο σχήμα 8.6 φαίνεται η ευαισθησία που επιτυγχάνεται κατά τη μετάδοση στις μπάντες O και C (οι υπόλοιπες παράμετροι παραμένουν ίδιες). Παρατηρείται βελτίωση της ευαισθησίας πάνω από μια τάξη μεγέθους όταν ο συχνοτικός διαχωρισμός των οπτικών φερόντων υπέρδεκαπλασιάζεται (20 nm – 240 nm). Ας σημειωθεί ότι η ευαισθησία με απόσταση φερόντων 20 nm είναι μια τάξη μεγέθους υψηλότερη σε σχέση με αυτή του σχήματος 8.5, όταν υπολογίζεται στη ζώνη O. Η εκτίμηση αυτή βασίζεται στην εγκυρότητα του μοντέλου Sellmeier, το οποίο αποδίδει ικανοποιητικές προσεγγίσεις σε μήκη κύματος από 400 nm έως 2600 nm και θερμοκρασίες από 30 K έως 300 K, όπως αναγράφεται στον πίνακα 8.1.



Σχήμα 8.7: Σύγκριση της διαφοράς φάσης που ανιχνεύεται κατά τη μονόδρομη μετάδοση (μπλε) στη μπάντα C με απόσταση οπτικών φερόντων 20 nm (μήκη κύματος 1530 και 1550 nm) και του αντίστοιχου αμφίδρομου συστήματος (κόκκινο) με οπτικό φέρον στα 1550 nm. Παρατηρείται διαφορά μεγαλύτερη των 5 τάξεων μεγέθους.

Η επίδοση της μονόδρομης μετάδοσης του σχήματος 8.4 σε σχέση με την αντίστοιχη αμφίδρομη, φαίνεται στο σχήμα 8.7. Το μήκος κύματος του οπτικού φέροντος στην αμφίδρομη μετάδοση είναι 1550 nm. Παρατηρείται διαφορά στην ανίχνευση του φασικού σφάλματος μεγαλύτερη των 5 τάξεων μεγέθους, γεγονός το οποίο καταδεικνύει τη δυσκολία εφαρμογής των μεθόδων μονόδρομης μετάδοσης στην πράξη.

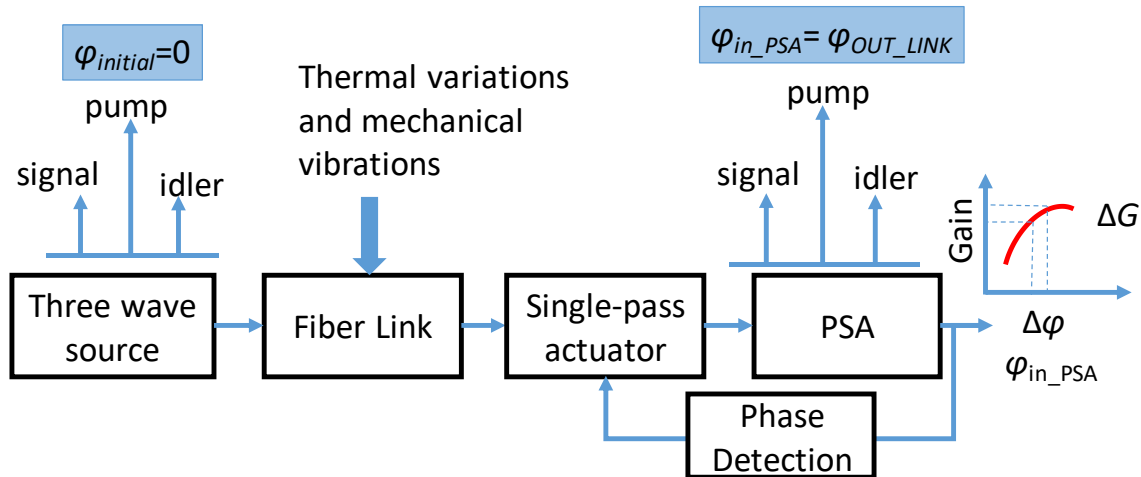
Μέχρι τώρα εξετάσαμε τη βελτίωση που επιφέρει η αύξηση της συχνοτικής απόστασης των οπτικών φερόντων στην ευαισθησία ανίχνευσης του φασικού σφάλματος κατά τη μονόδρομη μετάδοση. Όπως ήδη αναφέρθηκε, η ευαισθησία είναι ανάλογη της συχνότητας f_{RF} του μεταδιδόμενου προτύπου. Αν η συχνότητα αυξηθεί κατά μια τάξη μεγέθους, από 10 GHz σε 100 GHz, η αντίστοιχη ευαισθησία θα αυξηθεί επίσης στον ίδιο βαθμό. Είναι όμως φανερό ότι το κόστος των ηλεκτροπτικών διαμορφωτών, φωτοδιόδων καθώς και των ηλεκτρονικών που απαιτούνται είναι δυσανάλογο του οφέλους που επιτυγχάνεται. Έτσι, ένα τέτοιο σύστημα μονόδρομης μετάδοσης θα ήταν πρακτικά αξιοποιήσιμο αν η ευαισθησία του μπορούσε να αυξηθεί αρκετές τάξεις μεγέθους, ώστε να πλησιάσει αυτή των αμφίδρομων συστημάτων. Αυτό απαιτεί μια γενναία αύξηση της συχνότητας του προτύπου. Ο μόνος τρόπος για να επιτευχθεί αυτό είναι να χρησιμοποιηθεί η ίδια η οπτική συχνότητα ως συχνοτικό πρότυπο. Αν δύο αδιαμόρφωτα οπτικά φέροντα στη ζώνη C χρησιμοποιηθούν ως συχνοτική αναφορά,

τότε η ευαισθησία αυξάνεται περισσότερο από 4 τάξεις μεγέθους, όσος είναι και ο λόγος των οπτικών προς τις μικροκυματικές συχνότητες, 193 THz/10 GHz. Το πρόβλημα το οποίο ανακύπτει σε μια τέτοια διάταξη μετάδοσης είναι ότι πλέον δεν υφίστανται διαμορφωμένα φέροντα που θα αναδείξουν δύο ηλεκτρικά σήματα μετά τους φωτοφωρατές, ώστε αυτά να οδηγηθούν σε φασικό διευκρινιστή και να αποδώσουν το φασικό σφάλμα. Η φασική διευκρίνιση θα πρέπει να συντελεστεί στο οπτικό πεδίο.

Τέτοιες μέθοδοι έχουν προταθεί για τη σταθεροποίηση κβαντικών οπτικών δικτύων [150], [154]. Τα κβαντικά δίκτυα απαιτούν σταθερότητα της τάξης του 10^{-14} και επομένως ενεργό αντιστάθμιση του φασικού θορύβου που επιβάλλεται κατά τη μετάδοση στην οπτική ίνα. Επίσης, τα αμφίδρομα συστήματα που εύκολα επιτυγχάνουν τέτοιας τάξης μεγέθους ευστάθεια, δεν είναι τα πλέον κατάλληλα για μεταφορά κβαντικών σημάτων όπως είναι τα εμπλεγμένα φωτόνια, καθώς το προς τα πίσω διαδιδόμενο οπτικό σήμα για την εξαγωγή του φασικού σφάλματος μπορεί να υποβαθμίσει το μεταδιδόμενο προς το δέκτη ασθενές σήμα. Ένα αμφίδρομο τέτοιο σύστημα [150] πέτυχε σταθεροποίηση της ζεύξης 42 km μεταξύ του MIT και του Lincoln Laboratory (LL) με <100 attosecond αστάθεια χρονισμού και $<0,08$ mrad rms φασική αστάθεια που αντιστοιχεί σε $6 \cdot 10^{-14}$ μακροπρόθεσμη σχετική συχνοτική ευστάθεια. Λίγα μόνο πειράματα έχουν επιχειρηθεί με μονόδρομα συστήματα μεγάλων αποστάσεων, κατάλληλα για τη υλοποίηση κβαντικών δικτύων. Μια τέτοια μονόδρομη μέθοδος που χρησιμοποιεί ένα laser συνεχούς κύματος (CW) κλειδωμένο σε ατομικό πρότυπο στον πομπό και συγκρίνεται φασικά με αντίστοιχο laser στο δέκτη έχει επίσης πειραματικά επιδειχθεί για τη σταθεροποίηση της ζεύξης μεταξύ MIT και LL [130]. Δύο οπτικές κτένες που παράγονται από lasers εγκλειδωμένου τρόπου απευθείας κλειδωμένες σε ατομικά συχνοτικά πρότυπα, μια στον πομπό και μια στο δέκτη, έχουν επίσης χρησιμοποιηθεί για μονόδρομη εκτίμηση του φασικού σφάλματος της προαναφερθείσας ζεύξης [154]. Η ευαισθησία αυτής της μεθόδου περιορίζεται από την έλλειψη σταθεροποίησης της συχνότητας f_0 των οπτικών κτενών, καθώς και από διαταραχές της πολωτικής κατάστασης του οπτικού πεδίου που φθάνει στο δέκτη.

Στα πλαίσια της παρούσας διατριβής, προτάθηκαν δύο μέθοδοι μονόδρομης εκτίμησης του φασικού σφάλματος και ενδεχόμενης σταθεροποίησης των ζεύξεων. Και οι δύο, εκπέμπουν μια κτένα αποτελούμενη από τρεις οπτικούς τόνους με αρκετή συχνοτική απόσταση μεταξύ των (της τάξης μερικών nm) και πραγματοποιούν φασική σύγκριση των οπτικών συχνοτήτων που φθάνουν στο δέκτη: η πρώτη χρησιμοποιώντας οπτικό ενισχυτή ευαίσθητο στη φάση (PSA) και η δεύτερη δημιουργώντας με διαμόρφωση φάσης μια εκτενή, πυκνή οπτική κτένα, η οποία γεφυρώνει το συχνοτικό χάσμα μεταξύ των εκπεμπόμενων τόνων και επιτρέπει τη σύγκριση των οπτικών συχνοτήτων στο ηλεκτρικό πεδίο. Οι μέθοδοι αυτές επιτυγχάνουν βελτιωμένη ευαισθησία σε σχέση με αυτές που χρησιμοποιούν μετάδοση μικροκυματικών προτύπων σε απομακρυσμένα μήκη κύματος, καθώς η φασική σύγκριση πραγματοποιείται σε πολύ υψηλότερες, οπτικές συχνότητες, της τάξης των 190 THz στη ζώνη C. Έτσι, η ευαισθησία αυξάνεται κατά τέσσερις τάξεις μεγέθους, όπως ήδη αναφέρθηκε.

8.1 Μονόδρομη φασική διευκρίνιση με οπτικό ενισχυτή ευαίσθητο στη φάση



Σχήμα 8.8: Το δομικό διάγραμμα του συστήματος μονόδρομης μετάδοσης και σταθεροποίησης που βασίζεται σε οπτικό ενισχυτή ευαίσθητο στη φάση.

Η μονόδρομη διευκρίνιση φάσης μπορεί να επιτευχθεί με τη χρήση ευαίσθητου στη φάση οπτικού ενισχυτή (PSA) στο δέκτη. Ο PSA έχει χρησιμοποιηθεί κυρίως για αναγέννηση σημάτων με καθαρά οπτικό τρόπο και για ενίσχυση χαμηλού θορύβου [194], [195]. Στη συνέχεια θα δειχθεί πως αυτός ο ενισχυτής μπορεί να ανιχνεύσει τυχαίες φασικές διαταραχές που επιβάλλονται από περιβαλλοντικούς παράγοντες κατά τη μετάδοση σε οπτική ίνα. Όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη παράγραφο, η μέθοδος αυτή επιτυγχάνει υψηλότερη ευαισθησία σε σχέση με τις βασιζόμενες στη μετάδοση δύο συχνοτικά απομακρυσμένων και διαμορφωμένων οπτικών τόνων [152], [153], καθώς υλοποιεί τη φασική σύγκριση στο οπτικό συχνοτικό πεδίο. Παρόλο που η σύγκριση οπτικών κτενών σε πομπό και δέκτη [154] αναδεικνύει απευθείας απόλυτες διαφορές φάσης στο οπτικό πεδίο και αποτελεί μέχρι στιγμής την πιο ευαίσθητη μέθοδο ανίχνευσης αυτών, είναι κατά πολύ ακριβότερη και πιο ευπαθής σε σχέση με τον PSA, καθώς ο τελευταίος δεν απαιτεί συχνοτικές πηγές υψηλότερης ακρίβειας σε κάθε δέκτη.

Στο σχήμα 8.8 απεικονίζεται η λειτουργία του μονόδρομου συστήματος βασισμένου στον PSA. Τρεις ισαπέχοντες οπτικοί τόνοι, επανομαζόμενοι ως κύμα άντλησης (pump), σήμα (signal) και κύμα ηρεμίας (idler) δημιουργούνται στον πομπό με συμφωνία συχνότητας και φάσης. Τα τρία αυτά κύματα μπορούν να παραχθούν είτε με επιλογή των κατάλληλων φασματικών γραμμών μιας εκτενούς οπτικής κτένας είτε με παραμετρικές διαδικασίες, όπως η μίξη τεσσάρων κυμάτων (four wave mixing – FWM) [194], [195]. Το μεταδιδόμενο μικροκυματικό συχνοτικό πρότυπο μπορεί να είναι διαμορφωμένο πάνω σε έναν από τους τόνους ή προτιμότερα σε κάποιο άλλο, άσχετο με τη διαδικασία αντιστάθμισης μήκος κύματος, καθώς οι τρεις τόνοι με τον PSA και κατάλληλο ενεργοποιητή στο δέκτη (θερμική μπομπίνα) σταθεροποιούν την καθυστέρηση διάδοσης ομάδας (group delay) της οπτικής διαδρομής. Έτσι, η μετάδοση σε οποιοδήποτε μήκος κύματος είναι απαλλαγμένη από πρόσθετο περιβαλλοντικά επιβαλλόμενο φασικό θόρυβο. Μπορεί επίσης να μεταδοθεί οπτικό συχνοτικό πρότυπο που ενδεχομένως να είναι κάποιος από τους τρεις τόνους ή και οπτική κτένα. Τα τρία αυτά μήκη κύματος αποστέλλονται μέσω της οπτικής ίνας μετάδοσης προς το δέκτη. Παράλληλα με αυτά, η οπτική ίνα μπορεί να μεταφέρει και άλλα, φασματικά πολυπλεγμένα σήματα δεδομένων. Στο δέκτη, οι τρεις οπτικοί τόνοι εισέρχονται στον PSA, ο οποίος τυπικά βασίζεται σε μίξη τεσσάρων κυμάτων μέσα σε ειδική οπτική ίνα με ισχυρή μη γραμμικότητα (HNLF). Το κέρδος του ενισχυτή PSA εξαρτάται από τη φασική σχέση ανάμεσα στα τρία μήκη κύματος εισόδου [194], [195], [196]. Το παραμετρικό κέρδος που αποτυπώνεται στην ισχύ του σήματος (signal) και του κύματος

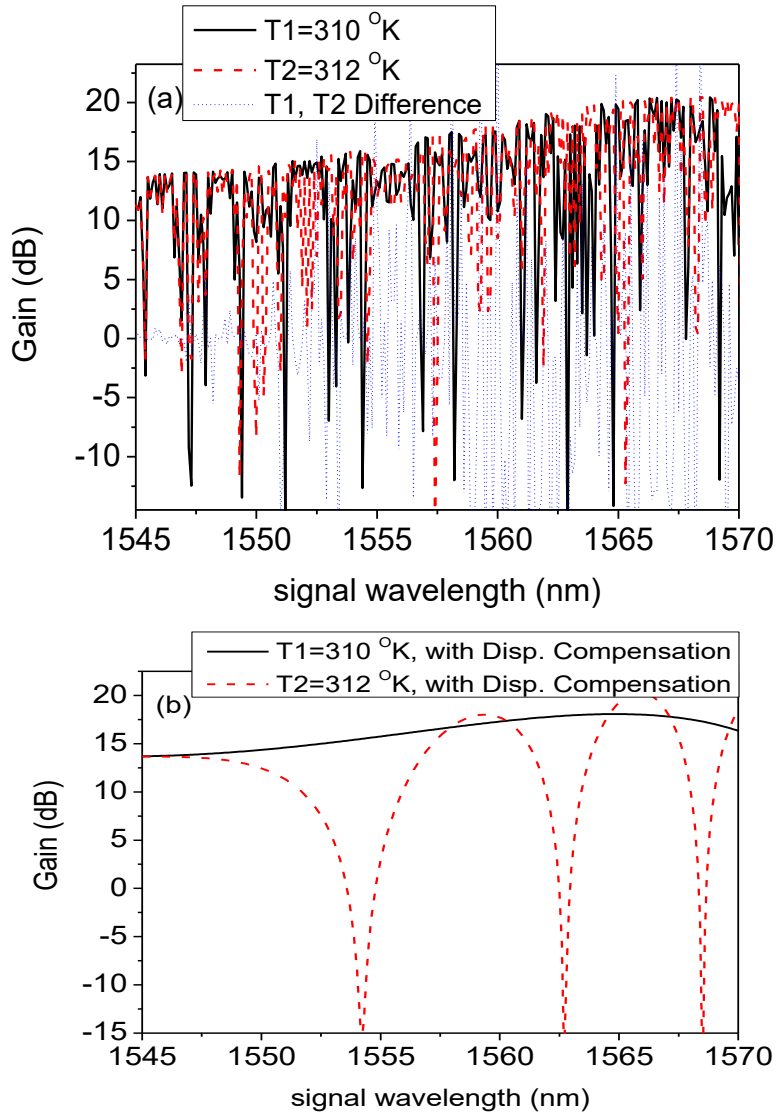
ηρεμίας (idler) μεταβάλλεται μεταξύ των τιμών G_{max} και $1/G_{max}$. Το G_{max} είναι η μέγιστη τιμή του παραμετρικού κέρδους η οποία εξαρτάται από την ισχύ του κύματος άντλησης (pump) και τις ιδιότητες της ίνας HNLF. Κατά τη μετάδοση μέσα από οπτική ίνα μήκους L_{LINK} οι σχετικές φάσεις μεταξύ των τριών κυμάτων με διαφορετικά μήκη κύματος υπόκεινται σε τυχαίες διαταραχές λόγω θερμοκρασιακών μεταβολών και μηχανικών δονήσεων [152], [153], [154]. Αυτό προκαλεί διαταραχές του κέρδους του παραμετρικού ενισχυτή στο δέκτη και επομένως της ισχύος στην έξοδό του. Η ισχύς του σήματος ή του κύματος ηρεμίας μπορεί να ανιχνευθεί με μια φωτοδίοδο και να χρησιμοποιηθεί ως σήμα σφάλματος το οποίο θα τροφοδοτήσει μετά από κατάλληλο φιλτράρισμα κάποιον ενεργοποιητή, τοποθετημένο πριν τον PSA, όπως φαίνεται στο σχήμα 8.8. Ο ενεργοποιητής μπορεί να είναι μια θερμικά ελεγχόμενη μπομπίνα οπτικής ίνας (TFS) που δρα πάνω στο ενεργό μήκος της μετάδοσης αντισταθμίζοντας τις μεταβολές του δείκτη διάθλασης. Ο PSA όπως και ο ενεργοποιητής βρίσκονται στο δέκτη, οπότε κάθε δέκτης μπορεί να σταθεροποιήσει ανεξάρτητα από τους υπόλοιπους τη δική του ζεύξη με τον πομπό σε μια τοπολογία αστέρα.

Το παραμετρικό κέρδος ενός ενισχυτή PSA τοποθετημένου ακριβώς μετά από μονότροπη οπτική ίνα και υποθέτοντας ίδια πόλωση των τριών κυμάτων δίνεται από τη σχέση [196]:

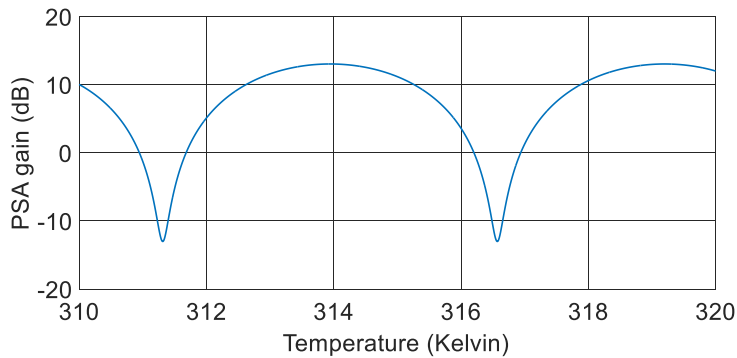
$$G_{PSA} = 1 + \left[1 + \frac{4\gamma^2 P_p^2 + \kappa^2 + 4\gamma\kappa P_p \cos \theta}{4g^2} \right] \sinh^2(gL) + \frac{\gamma P_p \sin \theta}{g} \sinh(2gL) \quad (8.6)$$

Όπου γ είναι ο μη – γραμμικός συντελεστής της HNLF που υλοποιεί τον PSA, P_p είναι η ισχύς του κύματος άντλησης στην είσοδο της HNLF, $\Delta\beta = \beta_s + \beta_i - 2\beta_p$ είναι η γραμμική αναντιστοιχία φάσης ανά μονάδα μήκους μεταξύ του κύματος σήματος, άντλησης και ηρεμίας (β_j είναι οι σταθερές διάδοσης φάσης στην ίνα HNLF), $\theta = \varphi_s + \varphi_i - 2\varphi_p$ είναι η σχετική φάση μεταξύ του κύματος σήματος, άντλησης και ηρεμίας στην είσοδο του PSA, $\kappa = \Delta\beta + 2\gamma P_p$ είναι ο παράγοντας καθαρής αναντιστοιχίας φάσης και $g = [(\gamma P_p)^2 - (\kappa/2)^2]^{1/2}$ είναι ο συντελεστής παραμετρικού κέρδους. Η σχετική φάση $\theta = \varphi_s + \varphi_i - 2\varphi_p$ ανάμεσα στα τρία κύματα εισόδου είναι αυτή που επηρεάζεται από τις περιβαλλοντικές επιδράσεις, με κυριότερη τη θερμοκρασιακή μεταβολή που επιδρά στο δείκτη διάθλασης και στο φυσικό μήκος της ίνας μετάδοσης λόγω διαστολής. Για καθένα από τα τρία κύματα $j = s, i$ ή p , ισχύει $\varphi_j = 2\pi n(\lambda_j, T)(L_{LINK} + dL_{LINK})/\lambda_j$.

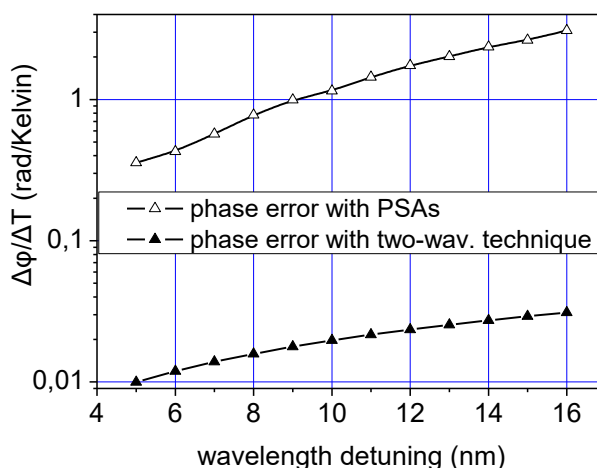
Στη συνέχεια, μελετάται η ικανότητα του PSA να ανιχνεύει τις φασικές διαταραχές λόγω των θερμοκρασιακών μεταβολών. Για το λόγο αυτό, στο δέκτη θεωρείται ότι ο ευαίσθητος στη φάση ενισχυτής αποτελείται από ίνα HNLF με τα ακόλουθα χαρακτηριστικά: συντελεστής εξασθένισης $\alpha = 0,8$ dB/km, μήκος $L = 500$ m, συντελεστής μη-γραμμικότητας $\gamma = 11,8$ W⁻¹km⁻¹, μήκος κύματος μηδενικής διασποράς $\lambda_0 = 1543$ nm, και κλίση διασποράς $dD/d\lambda = 0,018$ ps²/nm²/km. Υποτίθεται ότι οι θερμοκρασιακές μεταβολές επιδρούν μόνο στην ίνα μετάδοσης και όχι στην HNLF του PSA. Η ισχύς εισόδου του PSA θεωρείται στο 0,8 W, τιμή που παρέχει μέγιστο κέρδος 20 dB σε μήκος κύματος 1568 nm όταν το μήκος κύματος άντλησης είναι $\lambda_p = 1544$ nm. Για να επιτευχθεί τέτοια ισχύς της τάξης του watt, θα πρέπει να τοποθετηθεί στην είσοδο της HNLF ενισχυτής EDFA υψηλής ισχύος. Το μήκος της οπτικής ζεύξης ανάμεσα στον πομπό και το δέκτη θεωρείται στα 10 km. Για το συγκεκριμένο αυτό μήκος μελετάται το παραμετρικό κέρδος του PSA σε συνάρτηση με τη συχνοτική απόσταση των τριών τόνων και τις μεταβολές της θερμοκρασίας και τα αποτελέσματα συγκρίνονται με αυτά της τεχνικής των δύο μηκών κύματος [152], [153].



Σχήμα 8.9: Το κέρδος του PSA ως συνάρτηση του μήκους κύματος, για δύο τιμές θερμοκρασίας ($L_{LINK}=10$ km), χωρίς (a) και με (b) αντιστάθμιση της διασποράς.



Σχήμα 8.10: Το κέρδος του PSA σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας της ίνας, $L_{LINK}=10$ km. Το μήκος κύματος της άντλησης είναι 1544 nm, του σήματος 1554 nm και του κύματος ηρεμίας 1534 nm.



Σχήμα 8.11: Το φασικό σφάλμα ως συνάρτηση της συχνοτικής διαφοράς μεταξύ των κυμάτων σήματος (signal) και άντλησης (pump), θεωρώντας τον PSA σαν δέκτη του συστήματος δύο μηκών κύματος (2λ) που παρουσιάζεται στις αναφορές [152], [153].

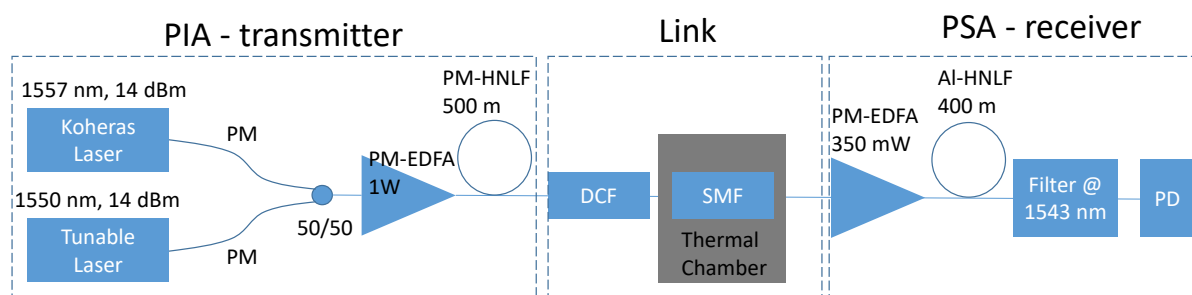
Το σχήμα 8.9a καταδεικνύει την εξάρτηση του κέρδους του ευαίσθητου στη φάση ενισχυτή από το μήκος κύματος για δύο τιμές θερμοκρασίας. Εύκολα παρατηρεί κανείς ότι για μήκος μετάδοσης 10 χιλιομέτρων σε μονότροπη ίνα επιβάλλεται φασματική εξάρτηση στο παραμετρικό κέρδος εξαιτίας της επίδρασης της διασποράς στην κατάσταση συμφωνίας φάσης. Η εξάρτηση του κέρδους του παραμετρικού ενισχυτή σε σχέση με το μήκος κύματος είναι μεγάλη και έχει σαν αποτέλεσμα την εμφάνιση περιοδικότητας που εξαρτάται από το μήκος της ζεύξης. Όσο μεγαλύτερο είναι αυτό το μήκος, τόσο περισσότερα τοπικά μέγιστα και ελάχιστα εμφανίζονται σε συνάρτηση πάντα με το μήκος κύματος, εξαιτίας του γεγονότος ότι η παράμετρος θ είναι ανάλογη του μήκους μετάδοσης. Επομένως, σε ζεύξεις μεγάλου μήκους απαιτείται αντιστάθμιση της διασποράς, διότι σε διαφορετική περίπτωση οι επιδόσεις του παραμετρικού ενισχυτή στο δέκτη θα υπόκεινται σε υποβάθμιση που οφείλεται στην υπερβολική ευαισθησία στις διαταραχές συχνότητας του laser του πομπού. Ένα άλλο βασικό συμπέρασμα είναι ότι η μορφή της καμπύλης κέρδους εξαρτάται από την τιμή της θερμοκρασίας (μαύρη παχιά γραμμή στους 312°K και κόκκινη διακεκομμένη γραμμή στους 310°K) και οι διαφορές μεταξύ των δύο καμπυλών γίνονται εμφανείς καθώς η διαφορά του μήκους κύματος μεταξύ του κύματος άντλησης και του σήματος αυξάνεται πάνω από 5 nm, όπως φαίνεται στην μπλε διακεκομμένη γραμμή του σχήματος 8.9a, η οποία αναπαριστά τη διαφορά κέρδους μεταξύ των δύο τιμών θερμοκρασίας. Στο σχήμα 8.9b, απεικονίζονται οι καμπύλες κέρδους για δύο τιμές θερμοκρασίας, όταν επιβάλλεται τέλεια αντιστάθμιση της διασποράς τους 310°K , με τη χρήση κατάλληλης ίνας DCF. Αυτός είναι ο λόγος για τον οποίο η μαύρη συνεχής καμπύλη δεν εμφανίζει περιοδικές διακυμάνσεις και αποκαλύπτει ένα προφίλ κέρδους τυπικό για οπτικό παραμετρικό ενισχυτή. Όμως, όταν η θερμοκρασία της μονότροπης ίνας αυξάνεται στους 312°K , η διασπορά δεν είναι πλέον πλήρως αντισταθμισμένη από την ίνα DCF, και επομένως παρατηρείται ένα ψευδο-περιοδικό προφίλ κέρδους. Το σχήμα 8.10 απεικονίζει την εξάρτηση του κέρδους του παραμετρικού ενισχυτή από τη θερμοκρασία, για συγκεκριμένες τιμές μήκους κύματος άντλησης και σήματος. Στον υπολογισμό αυτό, η απόσταση μεταξύ των κυμάτων είναι 10 nm και πιο συγκεκριμένα το μήκος κύματος άντλησης είναι 1544 nm ενώ του σήματος είναι 1554 nm του κύματος ηρεμίας 1534 nm. Στο σχήμα 8.10 φαίνεται επίσης ότι για συγκεκριμένες συνθήκες λειτουργίας οι μεταβολές του κέρδους του παραμετρικού ενισχυτή αντιστοιχούν σε φασικές μεταβολές περίπου $\pi/2$ ανά βαθμό Κέλβιν. Αυτό το φασικό σφάλμα εξαρτάται από τη συχνοτική απόσταση μεταξύ των τριών κυμάτων ηρεμίας, άντλησης και σήματος, όπως φαίνεται στο σχήμα 8.11, όπου το φασικό σφάλμα ανά βαθμό Κέλβιν υπολογίζεται αναλυτικά με βάση τις εξισώσεις (8.1) και (8.6). Συγκεκριμένα ο υπολογισμός έλαβε χώρα στο

γραμμικό τμήμα της χαρακτηριστικής του παραμετρικού ενισχυτή, στο οποίο οι φασικές μεταβολές επιβάλλουν πιο έντονες διακυμάνσεις του κέρδους. Σε αυτή την περιοχή λειτουργίας αποδεικνύεται εύκολα ότι το κέρδος του παραμετρικού ενισχυτή εξαρτάται γραμμικά από τη γωνία θ και επομένως η μέγιστη μεταβολή φάσης $\Delta\varphi$ που αναδεικνύει ο ενισχυτής θα ισούνται με θ :

$$\Delta\varphi = 2\pi \left[\frac{n(\lambda_s, T)}{\lambda_s} + \frac{n(\lambda_i, T)}{\lambda_i} - \frac{2n(\lambda_p, T)}{\lambda_p} \right] (L_{LINK} + dL_{LINK}) \quad (8.7)$$

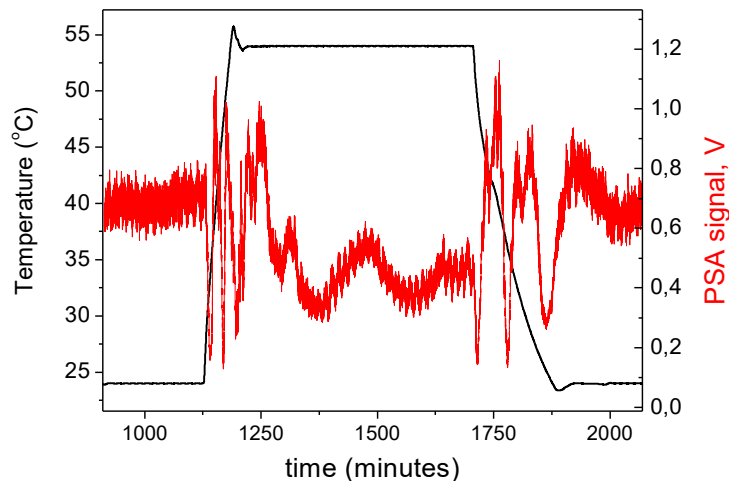
Σε ένα πραγματικό σύστημα όπου ο παραμετρικός ενισχυτής θα παίζει το ρόλο του δέκτη σε ένα μονόδρομο σύστημα διανομής προτύπων συχνοτήτων υψηλής ακρίβειας, θα πρέπει να ρυθμιστεί το σημείο λειτουργίας του όχι στο σημείο μέγιστου κέρδους, αλλά με διαφορά $\pi/2$ από αυτό, με τρόπο ώστε να επιτυγχάνεται η μέγιστη ευαισθησία φάσης. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί με τη χρήση ενός μεταβλητού στοιχείου αντιστάθμισης της διασποράς, τοποθετημένο ακριβώς πριν τον παραμετρικό ενισχυτή. Η εξίσωση (8.7) εμφανώς καταδεικνύει την εξάρτηση του φασικού σφάλματος από την απόσταση μετάδοσης και τη συχνοτική απόσταση μεταξύ των τριών κυμάτων. Στο σχήμα 8.10 επίσης φαίνεται η φάση κι ευαισθησία του συστήματος μετάδοσης με δύο μήκη κύματος, όπως αυτό παρουσιάζεται στις αναφορές [152], [153] και μεταφέρει μία πρότυπη συχνότητα $f_{RF} = 10$ GHz. Στην περίπτωση αυτή, το φασικό σφάλμα εξαρτάται από την σχετική καθυστέρηση διάδοσης μεταξύ των δύο μηκών κύματος, η οποία εκφράζεται ως $\Delta t(\lambda, T) = \frac{L_{LINK} + dL_{LINK}}{c} \Delta n(\lambda, T)$, όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός και Δn είναι η διαφορά του δείκτη διάθλασης στα δύο μήκη κύματος, η οποία γίνεται μεγαλύτερη όσο η απόσταση μεταξύ των αυξάνεται, σύμφωνα με την εξίσωση (8.6) και επίσης εξαρτάται από τις μεταβολές της θερμοκρασίας. Η μεταβολή φάσης ισούται με $\Delta\varphi = 2\pi \Delta t(\lambda, T) f_{RF}$. Είναι προφανές ότι η τιμή της είναι ανάλογη με την μικροκυματική συχνότητα $f_{RF} = 10$ GHz, επομένως η ευαισθησία του συστήματος αναμένεται κατά πολύ χαμηλότερη από αυτήν του παραμετρικού ενισχυτή, ο οποίος δρα στο πεδίο των οπτικών συχνοτήτων (εξίσωση (8.7)), όπως έχει ήδη αναφερθεί. Το σφάλμα φάσης υπολογίζεται σε rad/Kelvin και σαν συνάρτηση της διαφοράς ανάμεσα στα μήκη κύματος, η οποία στην περίπτωση του παραμετρικού ενισχυτή μεταφράζεται σε συχνοτική διαφορά κύματος άντλησης και σήματος, ενώ στην περίπτωση του συστήματος μεταφοράς 2λ αντιστοιχεί στη μεταξύ τους απόσταση. Είναι προφανές ότι το σχήμα μονόδρομης μετάδοσης που αναλύεται εδώ επιτυγχάνει την ανάδειξη πολύ υψηλότερης τιμής φασικού σφάλματος, η οποία μπορεί να φτάσει και τις δύο τάξεις μεγέθους σε σχέση αυτό του συστήματος 2λ που παρουσιάζεται στις αναφορές [152], [153]. Επίσης, η διαφορά στην ευαισθησία αυξάνεται κατά πολύ για μεγαλύτερες τιμές συχνοτικής απόστασης μεταξύ των μηκών κύματος. Έτσι, για την ίδια διαφορά ανάμεσα στα μήκη κύματος, η μέθοδος που βασίζεται στον παραμετρικό ενισχυτή ως σύμφωνη οπτική διαδικασία, είναι κατά πολύ πιο ευαίσθητη από το παραδοσιακό σχήμα μονόδρομης μετάδοσης και έτσι μπορεί να αποδώσει ένα ισχυρό σήμα φασικού σφάλματος, το οποίο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την σταθεροποίηση των μεταδόσεων προτύπων συχνοτήτων και χρόνου μέσα από τις οπτικές ίνες. Είναι σημαντικό να τονιστεί ότι αφενός ο διευκρινιστής φάσης που βασίζεται στον παραμετρικό ενισχυτή εμφανίζει φασική ευαισθησία ανάλογη με το τετράγωνο της απόστασης ανάμεσα στα μήκη κύματος, και ακόμη μεγαλύτερη ευαισθησία παρατηρείται καθώς ο παραμετρικός ενισχυτής λειτουργεί πλησιέστερα στο μήκος κύματος απόλυτης φασικής συμφωνίας, το οποίο αποδίδει μέγιστο κέρδος [196]. Η παρατήρηση αυτή είναι διαισθητικά αναμενόμενη, καθώς το διαφορικό κέρδος λαμβάνει μεγαλύτερες τιμές στην περιοχή απόλυτης φασικής συμφωνίας, επομένως κάθε

διαταραχή η οποία θα επιδράσει στη φασική αυτή συμφωνία, όπως είναι οι μεταβολές θερμοκρασίας, επιβάλλει μεγαλύτερες διακυμάνσεις στο κέρδος και επομένως στη φάση και ευαισθησία του παραμετρικού ενισχυτή. Έτσι, με μεγάλη συχνοτική διαφορά ανάμεσα στα κύματα σήματος και άντλησης αυξάνεται η ευαισθησία του προτεινόμενου συστήματος μονόδρομης ανίχνευσης των βασικών διαταραχών λόγω μεταβολών της θερμοκρασίας. Από την άλλη μεριά, η μεγάλη διαφορά ανάμεσα στα μήκη κύματος κάνει τη μέθοδο περισσότερο ευαίσθητη στην απο-πόλωση μεταξύ των τόνων εισόδου και τη χρωματική διασπορά. Υπάρχει επομένως ένας ανταγωνισμός μεταξύ της ευαισθησίας και της ευστάθειας του συστήματος, ο οποίος εν τέλει θα καθορίσει και τη διακριτική ικανότητα, δηλαδή την ελάχιστη μεταβολή η οποία μπορεί να ανιχνευθεί. Ειδικότερα, οι διαταραχές στην πόλωση εμφανίζονται περισσότερο ασυσχέτιστες όταν τα τρία μήκη κύματος βρίσκονται μακριά το ένα από το άλλο, και επομένως η μεταξύ τους απόσταση θα πρέπει να επιλεγεί προσεκτικά. Θα πρέπει επίσης να τονιστεί ότι η διακριτική ικανότητα του συστήματος εξαρτάται ισχυρά από τις επιδόσεις του παραμετρικού ενισχυτή στο θόρυβο, οι οποίες με τη σειρά τους εξαρτώνται από το λόγο σήματος προς θόρυβο του κύματος άντλησης και την κατάλληλη απομόνωση του παραμετρικού ενισχυτή από πιθανές περιβαλλοντικές διαταραχές.



Σχήμα 8.12: Η πειραματική διάταξη. Όλα τα εξαρτήματα διασυνδέονται με οπτική ίνα διατήρησης της πόλωσης (PMF).

Με στόχο την επαλήθευση των θεωρητικών προβλέψεων, πραγματοποιήθηκε σχετικό πείραμα. Η δομή του πειράματος απεικονίζεται στο σχήμα 8.12. Χρησιμοποιήθηκε ένας αναίσθητος στη φάση ενισχυτής (PIA) ο οποίος υλοποιήθηκε σε 500 μέτρα HNLF, με στόχο τη δημιουργία του κύματος ηρεμίας στα 1543 nm, με ισχύ ίση με αυτήν του κύματος σήματος [194], [195], [196]. Τα τρία κύματα (σήμα, κύμα άντλησης και ηρεμίας) διήλθαν πρώτα μέσα από ίνα αντιστάθμισης της διασποράς (DCF) και στη συνέχεια μέσα από μονότροπη ίνα μήκους 10 χιλιομέτρων, η οποία τοποθετήθηκε σε θερμικά ελεγχόμενο θάλαμο ώστε να αποκαλυφθεί η μεταβολή του κέρδους του παραμετρικού ενισχυτή υπό την επίδραση θερμοκρασιακών μεταβολών. Η μέγιστη διαφορά κέρδους του ενισχυτή μετρήθηκε σε 10 dB, αρκετή ώστε να επιδείξει τις ιδιότητες του σχήματος. Η απόσταση ανάμεσα στα μήκη κύματος, σύμφωνα με τη ορολογία του σχήματος 8.11, είναι 7 nm. Η ίνα DCF τοποθετήθηκε σε κουτί πολυστερίνης ώστε να προστατευτεί από τις θερμοκρασιακές μεταβολές που επιβλήθηκαν στη μονότροπη ίνα μετάδοσης. Η θερμοκρασία του θαλάμου που περιελάμβανε την ίνα μετάδοσης μεταβλήθηκε από 24°C έως 54°C και η μεταβολές του κέρδους του παραμετρικού ενισχυτή ανιχνεύτηκαν στο μήκος κύματος ηρεμίας (σχήμα 8.13). Οι μεταβολές του παραμετρικού κέρδους των 10 dB παρατηρήθηκαν περίπου τρεις φορές καθώς η θερμοκρασία αυξήθηκε από τους 24°C στους 54°C και το ίδιο συνέβη κατά τη μείωση θερμοκρασίας πάλι στους 24°C. Οι μεταβολές αυτές αντιστοιχούν σε συντελεστή $\Delta\phi/\Delta T = 0,62 \text{ rad/K}$ περίπου, τιμή πολύ κοντά σε αυτήν που προβλέφθηκε από την θεωρία στο σχήμα 8.11. Η τιμή αυτή είναι σημαντικά υψηλότερη από την αντίστοιχη που επιτεύχθηκε με τα σχήματα 2λ στις αναφορές [152], [153]. Το επόμενο βήμα είναι να πραγματοποιηθεί ενεργός αντιστάθμιση του φασικού σφάλματος που επιβάλλεται κατά τη μετάδοση στη μονότροπη ίνα, με την υιοθέτηση του παραμετρικού ενισχυτή πώς φασικού διευκρινιστή και τη χρήση ενός κατάλληλου ενεργοποιητή, όπως φαίνεται στο σχήμα 8.8.



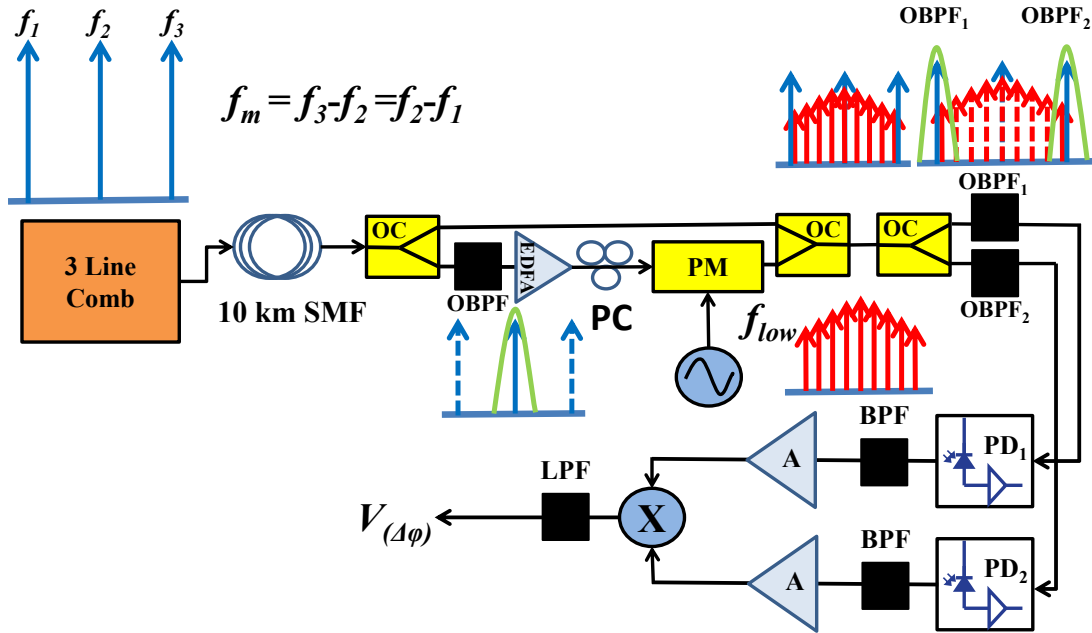
Σχήμα 8.13: Το κέρδος του PSA σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας του ελεγχόμενου θαλάμου. Μεγάλες μεταβολές περίπου τριών περιόδων παρατηρούνται κατά την άνοδο/κάθοδο της θερμοκρασίας. Οι αργές μεταβολές που λαμβάνουν χώρα όταν η θερμοκρασία του θαλάμου διατηρείται σταθερή, οφείλονται στην αργή διάδοση της θερμότητας στις εσωτερικές στρώσεις της μπομπίνας.

Συμπερασματικά, προτάθηκε ένας ανιχνευτής θερμοκρασιακών μεταβολών βασισμένος σε ευαίσθητο στη φάση οπτικό παραμετρικό ενισχυτή, ο οποίος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την μέτρηση και αντιστάθμιση του φασικού σφάλματος κατά τη μετάδοση συχνοτήτων και χρονικών προτύπων μέσα από οπτική ίνα. Η μέθοδος εμφανίζει αυξημένη ευαισθησία σε σχέση με αυτές που έχουν ήδη προταθεί και μπορεί να υλοποιηθεί σε τηλεπικοινωνιακά δίκτυα οπτικών ινών, επιτρέποντας την ταυτόχρονη μετάδοση δεδομένων και προτύπων συχνοτήτων υψηλής ακρίβειας, παρεμβαίνοντας ελάχιστα στη δομή των δικτύων αυτών.

8.2 Μονόδρομη φασική διευκρίνιση με οπτική κτένα στο δέκτη.

Η δεύτερη μέθοδος που προτείνεται στην παρούσα διατριβή για τη μονόδρομη ανίχνευση του φασικού σφάλματος κατά τη μετάδοση συχνοτικών προτύπων μέσα από οπτικές ίνες βασίζεται όπως και η προηγούμενη (του οπτικού παραμετρικού ενισχυτή) στην εκπομπή τριών οπτικών τόνων με αρκετή συχνοτική απόσταση μεταξύ των, η οποία αντιστοιχεί σε μερικά nm στη ζώνη C. Στο δέκτη, δημιουργείται με διαμόρφωση φάσης μια εκτενής, πυκνή οπτική κτένα, η οποία γεφυρώνει το συχνοτικό χάσμα μεταξύ των εκπεμπόμενων τόνων και επιτρέπει τη σύγκριση των οπτικών συχνοτήτων στο ηλεκτρικό πεδίο. Με τον τρόπο αυτό οι θερμοκρασιακές μεταβολές του επισωρεύονται ως φασικά σφάλματα κατά τη μετάδοση, ανιχνεύονται από την επίδραση που επιφέρουν στα χαρακτηριστικά της διασποράς της οπτικής ίνας μετάδοσης.

Στο σχήμα 8.14 απεικονίζεται το δομικό διάγραμμα της προτεινόμενης μεθόδου. Η οπτική κτένα των τριών τόνων, οι οποίοι απέχουν κατά συχνότητα f_m μεταξύ των, εισέρχεται στην οπτική ίνα μετάδοσης. Στο δέκτη, το οπτικό σήμα εισόδου διαχωρίζεται σε δύο τμήματα, ένα εκ των οποίων οδηγείται σε οπτικό φίλτρο απομόνωσης του μεσαίου οπτικού τόνου, με συχνότητα f_2 . Στη συνέχεια, ο τόνος ενισχύεται με οπτικό ενισχυτή EDFA και οδηγείται σε οπτικό διαμορφωτή φάσης, ο οποίος και τον διαμορφώνει με ηλεκτρικό τόνο συχνότητας f_{low} που παράγεται από συμβατική ηλεκτρική γεννήτρια. Το βάθος της φασικής οπτικής διαμόρφωσης είναι τέτοιο ώστε να δημιουργούνται αρκετές πλευρικές συχνότητες γύρω από τον τόνο f_2 , οι οποίες εκτείνονται τουλάχιστον έως την περιοχή συχνοτήτων των δύο άλλων οπτικών τόνων f_1 και f_3 , όπως φαίνεται στο σχήμα 8.14.



Σχήμα 8.14: Το προτεινόμενο σχήμα μονόδρομης φασικής διευκρίνισης.

Η οπτική κτένα με συχνοτικό διαχωρισμό f_{LOW} που δημιουργείται γύρω από τον οπτικό τόνο f_2 ζευγνύεται σε οπτικό συζεύκτη με το άλλο τμήμα του σήματος εισόδου, το οποίο περιλαμβάνει τους τρεις οπτικούς τόνους που στάλθηκαν από τον πομπό. Το σύνολο των τριών οπτικών τόνων και της κτένας διαχωρίζεται πάλι σε δύο τμήματα και το καθένα από αυτά διέρχεται από οπτικά φίλτρα διέλευσης ζώνης με κεντρική συχνότητα f_1 και f_2 αντίστοιχα. Οι αρχικοί τόνοι f_1 και f_2 μαζί με τις φασματικές γραμμές της κτένας με συχνότητες $f_2 \pm n \cdot f_{LOW}$, που βρίσκονται σε μικρή συχνοτική απόσταση από αυτούς, επιβιώνουν στην έξοδο των φίλτρων και οδηγούνται σε δύο φωτοδιόδους χαμηλού εύρους ζώνης PD_1 και PD_2 , όπου και συμβάλλουν. Τα ηλεκτρικά σήματα που προκύπτουν στην έξοδο των φωτοδίοδων διέρχονται από ζωνοδιαβατά φίλτρα με κεντρική συχνότητα $f_3 - (f_2 + n \cdot f_{LOW}) = (f_2 - n \cdot f_{LOW}) - f_1 = f_m - n \cdot f_{LOW}$. Η συχνότητα f_{LOW} έχει επιλεγεί έτσι ώστε η διαφορά $|f_{LOW} - (f_2 \pm n \cdot f_{LOW})|$ να αντιστοιχεί σε χαμηλή μικροκυματική συχνότητα, της τάξης μερικών εκατοντάδων MHz ή λίγων GHz. Η διαφορά φάσης μεταξύ των δύο εξόδων των ζωνοδιαβατών φίλτρων στη χαμηλή μικροκυματική συχνότητα, ισούται με τη διαφορική ολίσθηση φάσης $\Delta\phi(T)$ μεταξύ των οπτικών συχνοτήτων f_1 και f_3 , η οποία οφείλεται στην εξάρτηση της διασποράς της ίνας από τη θερμοκρασία. Τα σήματα αυτά υπόκεινται σε ηλεκτρική ενίσχυση και στη συνέχεια οδηγούνται σε μικροκυματικό μίκτη ώστε να αναδειχθεί η ολίσθηση φάσης. Η έξοδος του μίκτη είναι ανάλογη με το συνημίτονο της γωνίας $\Delta\phi$ και απομονώνεται χρησιμοποιώντας κατάλληλο βαθυπερατό ηλεκτρικό φίλτρο. Με τον τρόπο αυτό, ο διαμορφωμένος τόνος f_2 γεφυρώνει το συχνοτικό χάσμα μεταξύ των απομακρυσμένων τόνων f_1 και f_3 επιτρέποντας τη μεταφορά της φασικής σύγκρισης από τις οπτικές συχνότητες σε πολύ χαμηλότερες μικροκυματικές συχνότητες.

Στη συνέχεια, θα υπολογιστεί αναλυτικά η ολίσθηση φάσης που ανιχνεύεται με την προτεινόμενη μέθοδο. Ας υποθεθεί ότι $\varphi_i^T(t)$, $i=1,2,3$, είναι οι φάσεις των οπτικών συχνοτήτων f_i που παράγονται στον πομπό με συχνοτικό διαχωρισμό f_m . Οι τρεις οπτικοί τόνοι μπορεί να επιλεγούν από μία πυκνή οπτική κτένα. Στην περίπτωση αυτή, η συχνότητα διαχωρισμού των τόνων f_m είναι πολλαπλάσιο της συχνότητας επανάληψης παλμών f_{rf} , $f_m = m \cdot f_{rf}$ και οι φάσεις $\varphi_i^T(t) = 2\pi f_i t + \varphi_i^{N_T}(t)$ των τριών εκπεμπόμενων τόνων μπορούν να γραφούν ως

$$\begin{aligned}\varphi_2^T(t) &= 2\pi f_2 t + \varphi_2^{NT}(t) = 2\pi f_2 t + \varphi_0^{NT}(t), \\ \varphi_1^T(t) &= 2\pi(f_2 - m \cdot f_{rf})t + \varphi_0^{NT}(t) - m \cdot \varphi_{rf}^T(t), \quad f_1 = f_2 - f_m = f_2 - m \cdot f_{rf} \\ \varphi_3^T(t) &= 2\pi(f_2 + m \cdot f_{rf})t + \varphi_0^{NT}(t) + m \cdot \varphi_{rf}^T(t), \quad f_3 = f_2 + f_m = f_2 + m \cdot f_{rf}\end{aligned}\quad (8.8)$$

όπου $\varphi_i^{NT}(t)$ είναι ο φασικός θόρυβος του i -στού εκπεμπόμενου τόνου και $\varphi_0^{NT}(t)$ ο φασικός θόρυβος της συχνότητας απόκλισης της περιβάλλουσας φέροντος f_0 . Κατά τη μετάδοση μέσα από την οπτική ίνα επιβάλλονται περιβαλλοντικές διαταραχές με αποτέλεσμα οι τρεις οπτικοί τόνοι να υπόκεινται σε επιπλέον φασικό θόρυβο λόγω της μετάδοσης $\varphi_i^N(t)$. Η φάση των λαμβανόμενων στο δέκτη τόνων μπορεί τότε να εκφραστεί ως $\varphi_i^R(t) = \varphi_i^T(t) + \varphi_i^N(t)$ και επομένως:

$$\begin{aligned}\varphi_2^R(t) &= 2\pi f_2 t + \varphi_0^{NT}(t) + \varphi_2^N(t) \\ \varphi_1^R(t) &= 2\pi(f_2 - m \cdot f_{rf})t + \varphi_0^{NT}(t) - m \cdot \varphi_{rf}^T(t) + \varphi_1^N(t) \\ \varphi_3^R(t) &= 2\pi(f_2 + m \cdot f_{rf})t + \varphi_0^{NT}(t) + m \cdot \varphi_{rf}^T(t) + \varphi_3^N(t)\end{aligned}\quad (8.9)$$

Ο ενδιάμεσος τόνος συχνότητας f_2 , αφού διαχωριστεί από τις υπόλοιπες δύο γραμμές της κτένας και ενισχυθεί, υπόκειται σε φασική διαμόρφωση από ηλεκτρική συχνότητα f_{low} , η οποία επιλέγεται κοντά στο άνω όριο του εύρους ζώνης του ηλεκτροπτικού διαμορφωτή. Η f_{low} επίσης υπόκειται σε φασικό θόρυβο $\varphi_{low}^N(t)$. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, το βάθος διαμόρφωσης επιλέγεται ώστε να εμφανιστούν σχετικά ισχυρές πλευρικές συχνότητες κοντά τους απομακρυσμένους τόνους f_1, f_3 . Οι πλευρικές αυτές μπορούν να γράφουν ως

$$\begin{aligned}\varphi_{2-USB}^R(t) &= 2\pi(f_2 + n \cdot f_{low})t + \varphi_0^{NT}(t) + n \cdot \varphi_{low}^N(t) + \varphi_2^N(t) \\ \varphi_{2-LSB}^R(t) &= 2\pi(f_2 - n \cdot f_{low})t + \varphi_0^{NT}(t) - n \cdot \varphi_{low}^N(t) + \varphi_2^N(t) - \pi\end{aligned}\quad (8.10)$$

Η χαμηλότερης συχνότητας πλευρική έχει διαφορά φάσης π rad από την υψηλότερης συχνότητας λόγω της διαμόρφωσης φάσης. Η συμβολή των οπτικών τόνων συχνότητας f_1, f_3 και των πλησιέστερων σε αυτούς πλευρικών της f_2 πάνω στις χαμηλού εύρους ζώνης φωτοδιόδους PD₁ και PD₂ παράγει φωτορεύματα, τα οποία περιέχουν αρμονικές ταλαντώσεις σε συχνότητες που ισούνται με τη διαφορά $f_3 - (f_2 + n \cdot f_{low}) = (f_2 - n \cdot f_{low}) - f_1 = f_m - n \cdot f_{low} = m \cdot f_{rf} - n \cdot f_{low}$. Οι φάσεις αυτών των ταλαντώσεων μπορούν να εκφραστούν ως

$$\begin{aligned}\varphi_{3,2-USB}^R(t) &= \varphi_3^R(t) - \varphi_{2-USB}^R(t) \\ &= 2\pi(f_2 + m \cdot f_{rf})t + \varphi_0^{NT}(t) + m \cdot \varphi_{rf}^T(t) + \varphi_3^N(t) - 2\pi(f_2 + n \cdot f_{low})t \\ &\quad - \varphi_0^{NT}(t) - n \cdot \varphi_{low}^N(t) - \varphi_2^N(t) \\ &= 2\pi(m \cdot f_{rf} - n \cdot f_{low})t + m \cdot \varphi_{rf}^T(t) - n \cdot \varphi_{low}^N(t) + (\varphi_3^N(t) - \varphi_2^N(t))\end{aligned}\quad (8.11)$$

και

$$\begin{aligned}\varphi_{2-LSB,1}^R(t) &= 2\pi(f_2 - n \cdot f_{low})t + \varphi_{ceo}^{NT}(t) - n \cdot \varphi_{low}^N(t) + \varphi_2^N(t) - \pi - 2\pi(f_2 - m \cdot f_{rf})t - \\ \varphi_{ceo}^{NT}(t) + m \cdot \varphi_{rf}^T(t) - \varphi_1^N(t) &= 2\pi(m \cdot f_{rf} - n \cdot f_{low})t + m \cdot \varphi_{rf}^T(t) - n \cdot \varphi_{low}^N(t) + \\ (\varphi_2^N(t) - \varphi_1^N(t)) - \pi &\end{aligned}\quad (8.12)$$

Αφού φιλτραριστούν γύρω από τη συχνότητα $f_m - n \cdot f_{low} = m \cdot f_{rf} - n \cdot f_{low}$, τα σήματα εξόδου των φωτοδίοδων οδηγούνται στον μικροκυματικό μίκτη. Μετά το πέρασμα από βαθυπερατό φίλτρο, η χαμηλής συχνότητας έξοδος του μίκτη είναι ανάλογη με το συνημίτονο $\Delta\varphi$, όπου $\Delta\varphi$ είναι η διαφορά φάσης μεταξύ των δύο σημάτων εισόδου του:

$$\Delta\varphi(t) = \varphi_{3,2-USB}^R(t) - \varphi_{2-LSB,1}^R(t) =$$

$$= 2\pi(m \cdot f_{rf} - n \cdot f_{low})t + m \cdot \varphi_{rf}^T(t) - n \cdot \varphi_{low}^N(t) + (\varphi_3^N(t) - \varphi_2^N(t)) - 2\pi(m \cdot f_{rf} - n \cdot f_{low})t - m \cdot \varphi_{rf}^T(t) + n \cdot \varphi_{low}^N(t) - (\varphi_2^N(t) - \varphi_1^N(t)) + \pi \quad (8.13)$$

και τελικά:

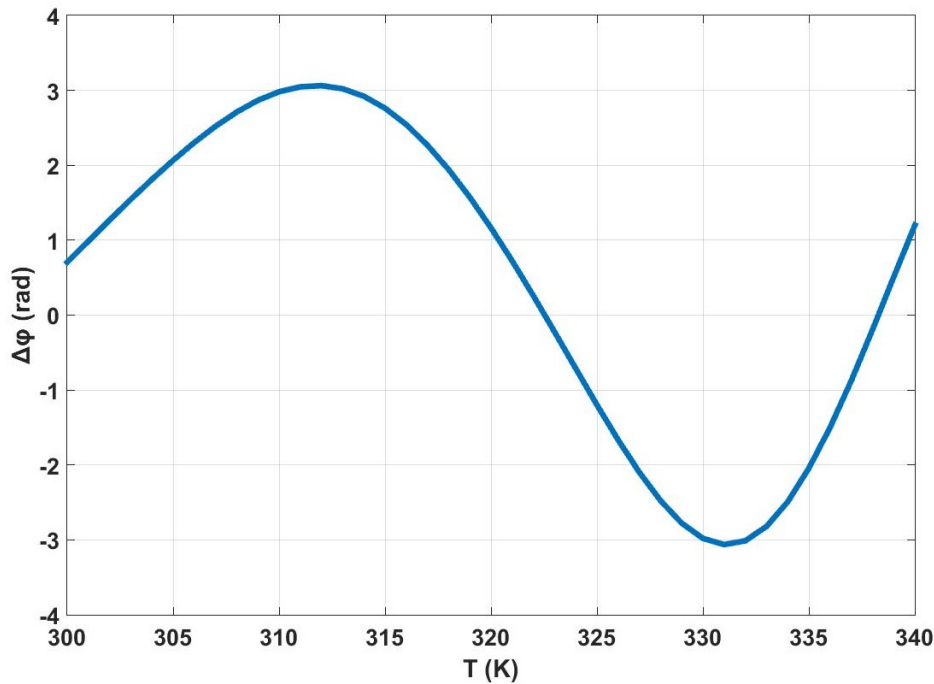
$$\Delta\varphi(t) = \varphi_3^N(t) + \varphi_1^N(t) - 2\varphi_2^N(t) + \pi \quad (8.14)$$

Η έκφραση αυτή είναι αντίστοιχη με αυτήν που αναφέρθηκε στην περίπτωση του ευαίσθητου στη φάση παραμετρικού οπτικού ενισχυτή (εξίσωση (8.7)). Η στατική διαφορά φάσης π μπορεί να αντισταθμιστεί χρησιμοποιώντας ένα φασικό ολισθητή (phase shifter) στη συχνότητα $f_m - n \cdot f_{low}$ ή μια ισοδύναμη ηλεκτρική γραμμή καθυστέρησης τοποθετημένη σε μια από τις δύο εισόδους του μίκτη.

Όμως, όπως έχει ήδη αναλυθεί στην παράγραφο 4.3, η μέγιστη ευαισθησία των μικροκυματικών φασικών διευκρινιστών επιτυγχάνεται όταν η διαφορά φάσης μεταξύ των δύο σημάτων εισόδου είναι $\pi/2$ και η έξοδος του μίκτη είναι $\cos(\pi/2) = 0$. Έτσι, σε ένα φασικά σταθεροποιημένο σύστημα μονόδρομης μετάδοσης, μπορεί να ρυθμιστεί η στατική διαφορά φάσης φ_{ine} αρχικά για $t = 0$ σε $\Delta\varphi(0) = \varphi_3^N(0) + \varphi_1^N(0) - 2\varphi_2^N(0) + \pi + \varphi_{ine} = -\pi/2$. Η έξοδος του μίκτη $V(t)$ προϊόντος του χρόνου θα είναι τότε

$$\begin{aligned} V(t) &= \cos(\Delta\varphi(t) - \Delta\varphi(0)) = \cos\left(\varphi_3^N(t) + \varphi_1^N(t) - 2\varphi_2^N(t) - \frac{\pi}{2}\right) \\ &= \sin(\varphi_3^N(t) + \varphi_1^N(t) - 2\varphi_2^N(t)) \end{aligned} \quad (8.15)$$

Για την αξιολόγηση της απόδοσης του προτεινόμενου σχήματος πραγματοποιήθηκε προσομοίωση. Η κεντρική συχνότητα f_2 αντιστοιχεί σε μήκος κύματος 1.550 nm, η συχνοτική απόσταση των εκπεμπόμενων τόνων f_m τέθηκε σε 181 GHz, που αντιστοιχεί περίπου σε απόσταση μήκους κύματος 1,5 nm, η f_{low} σε 30GHz, με αποτέλεσμα το πλήθος των πλευρικών που απαιτούνται να ισούται με $n = 6$. Τότε, η χαμηλή μικροκυματική συχνότητα που αναδεικνύεται μετά τη συμβολή των τόνων στις φωτοδιόδους έχει τιμή 1 GHz ($f_m - n \cdot f_{low} = 181\text{GHz} - 6 \cdot 30\text{GHz} = 1\text{GHz}$). Η κτένα εκπομπής των τριών τόνων προέρχεται από laser που λειτουργεί σε μήκος κύματος 1550 nm και διαμορφώνεται κατά πλάτος από μία πηγή συχνότητας 181 GHz, η οποία υπόκειται σε λευκό φασικό θόρυβο φασματικής πυκνότητας ισχύος -70 dBc/Hz. Η ισχύς εξόδου είναι μόνο 1 mW και το κέρδος του οπτικού ενισχυτή EDFA που χρησιμοποιείται για να ενισχύσει την κεντρική γραμμή της κτένας στο δέκτη είναι 12 dB, ενώ η εικόνα θορύβου του είναι 5 dB. Στο μοντέλο των φωτοδίοδων προστίθεται θερμικός και θόρυβος βολής. Ο θερμοκρασιακά εξαρτώμενος δείκτης διάθλασης της ίνας οπτικής μετάδοσης υπολογίστηκε χρησιμοποιώντας τους συντελεστές Sellmeier, όπως και στην προηγούμενη παράγραφο [151]. Από τον πομπό, η οπτική κτένα οδηγείται σε μονότροπη ίνα μήκους 10 χιλιομέτρων που προσομοιώνεται χρησιμοποιώντας τη μέθοδο Fourier διαχωριζόμενου βήματος (split – step Fourier). Η ηλεκτρική πηγή παραγωγής της f_{low} θεωρείται επίσης θορυβώδης, με την ίδια φασματική πυκνότητα ισχύος και προφίλ θορύβου όπως και στην περίπτωση της f_m .



Σχήμα 8.15: Το ηλεκτρικό σήμα εξόδου του φασικού διευκρινιστή στο δέκτη σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας της οπτικής ίνας μετάδοσης. Επιτυγχάνεται ευαισθησία 0,375 rad/K στην περιοχή θερμοκρασίας γύρω από τους 325 K.

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης εμφανίζονται στο σχήμα 8.15. Η ευαισθησία που επιτυγχάνεται συμφωνεί με αυτήν της προηγούμενης μεθόδου, λαμβάνοντας υπόψη ότι ο διαχωρισμός μεταξύ των τόνων αναφοράς είναι μόλις 1,5 nm σε σχέση με τα 7 nm στην περίπτωση του παραμετρικού ενισχυτή. Το ηλεκτρικό σήμα σφάλματος είναι καθαρό, πράγμα που προμηνύει υψηλό λόγο σήματος προς θόρυβο και επομένως υψηλή διακριτική ικανότητα του διευκρινιστή φάσης, παρά την παρουσία θορύβου πλάτους και φάσης από τα διάφορα στοιχεία του συστήματος. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι ο φασικός θόρυβος των πηγών που παράγουν τις συχνότητες f_{low} και f_m αποδεικνύεται ότι εμφανίζεται στο σύστημα ως θόρυβος κοινού τρόπου και επομένως δεν επηρεάζει τη διακριτική ικανότητα και ευστάθεια του σχήματος. Η ισχύς εκπομπής είναι αρκετά χαμηλή, συνηγορώντας στην απλότητα του σχήματος και στην ευκολία προσαρμογής του στην υπάρχουσα υποδομή.

8.3 Συμπεράσματα

Εκτός των συστημάτων αμφίδρομης μετάδοσης, εξαιρετικό ενδιαφέρον παρουσιάζουν συστήματα που αναδεικνύουν και διορθώνουν το φασικό σφάλμα αποκλειστικά στο δέκτη. Ο λόγος είναι ότι τα εγκατεστημένα δίκτυα οπτικών επικοινωνιών δεν επιτρέπουν αμφίδρομη μετάδοση μέσα από την ίδια ίνα, ενώ εφαρμογές όπως η διανομή κβαντικών κλειδιών κρυπτογραφίας που χρησιμοποιούν εξαιρετικά χαμηλή οπτική ισχύ, υποβαθμίζονται ως προς τις επιδόσεις τους από το επιστρέφον οπτικό σήμα. Έτσι λοιπόν αρχικά μελετήθηκε η επίδραση της θερμοκρασίας στη διασπορά της ίνας η οποία τελικά επιτρέπει την φασική διευκρίνιση στο δέκτη. Στη συνέχεια προτάθηκε μονόδρομο σύστημα βασισμένο σε οπτικούς ενισχυτές ευαίσθητους στη φάση. Τα πειραματικά δεδομένα που προέκυψαν επιβεβαιώνουν την δυνητική λειτουργία ενός τέτοιου ενισχυτή σε μονόδρομο συστήματα μετάδοσης συχνοτήτων προτύπων μέσω οπτικής ίνας. Κατόπιν προτάθηκε ένα απλούστερο σύστημα φασικού διευκρινιστή που βασίζεται στην εκπομπή τριών τόνων υψηλής ευστάθειας και φασματικής καθαρότητας με μεγάλη συχνοτική απόσταση μεταξύ των και το γεφύρωμα του χάσματος στο δέκτη

με διαμόρφωση φάσης του μεσαίου τόνου. Οι επιδόσεις του συστήματος που προέκυψαν από την προσομοίωσή του καταδεικνύουν την υψηλή του ευαισθησία και καταλληλότητα για εφαρμογές μονόδρομης μετάδοσης.

9. Σύνοψη και προτάσεις για μελλοντική έρευνα

Στα πλαίσια της παρούσας διδακτορικής διατριβής μελετήθηκαν οι τεχνολογικές λύσεις που έχουν ερευνηθεί και εφαρμόζονται για τη μετάδοση προτύπων συχνότητας μέσα από οπτικές ίνες. Προτάθηκαν νέες μέθοδοι που αποσκοπούν στη βελτίωση των επιδόσεων τέτοιων συστημάτων και συγκεκριμένα:

Την αναγέννηση του σήματος μεταφοράς συχνοτικών προτύπων και εξάλειψη των επιπτώσεων των ανακλάσεων, ιδιαίτερα σε ήδη εγκατεστημένα οπτικά δίκτυα που μεταφέρουν δεδομένα. Ο οπτικός ενισχυτής - αναγεννητής που προτάθηκε, χρησιμοποιεί αμιγώς οπτική ενίσχυση με έγχυση σε πολύτροπο laser Fabry Perrot και ταυτόχρονη μεταλλαγή μήκους κύματος, η οποία επιτυγχάνεται με διπλή εγκλείδωση του laser. Η διάταξη αξιολογήθηκε πειραματικά σε εγκατεστημένη οπτική ίνα και επέδειξε τα πλεονεκτήματά της σε περιβάλλον έντονων ανακλάσεων και υψηλών απωλειών.

Στη συνέχεια, προτάθηκε μία οικονομική μέθοδος που επιτρέπει τη χρήση υψηλότερων μικροκυματικών προτύπων συχνοτήτων χωρίς αντίστοιχη αύξηση του εύρους ζώνης των ηλεκτρο-οπτικών διαμορφωτών. Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιεί διαμόρφωση διπλής πλευρικής ζώνης με κατασταλμένο φέρον και επιτυγχάνει τον υποβιβασμό του φασικού θορύβου και της αντίστοιχης αστάθειας του λαμβανομένου συχνοτικού προτύπου περίπου στο ήμισυ.

Ακολούθως και σε συνέχεια της προηγούμενης μεθόδου χρήσης υψηλότερων μικροκυματικών συχνοτήτων για τη μεταφορά των προτύπων, προτάθηκε η χρήση οπτικο-ηλεκτρονικού διαιρέτη συχνοτήτων στο δέκτη, ο οποίος σε συνδυασμό με τις υψηλές χιλιοστομετρικές πρότυπες συχνότητες επιτρέπει τον υποβιβασμό του φασικού θορύβου που επιβάλλεται κατά την μετάδοση στην οπτική ίνα και τη βελτίωση της ευστάθειας του λαμβανόμενου προτύπου. Ο διαιρέτης αυτός χρησιμοποιεί χαμηλού εύρους ζώνης οπτικοηλεκτρονικά εξαρτήματα και επιτυγχάνει τη διαίρεση της υψηλής χιλιοστομετρικής συχνότητας σε χαμηλότερη, διαχειρίσιμη τιμή. Ο λόγος διαίρεσης μπορεί να είναι κλασματικός αριθμός και επομένως να εξαχθεί οποιαδήποτε τιμή επιθυμητής συχνότητας από το χιλιοστομετρικό πρότυπο.

Ο ίδιος αυτός οπτικοηλεκτρονικός διαιρέτης συχνοτήτων μπορεί με την προσθήκη μιας μεγάλου εύρους ζώνης φωτοδιόδου στην έξοδο του, να συνθέσει μικροκυματικές και χιλιοστομετρικές συχνότητες, αν στην είσοδο δεχθεί μία υψηλής ευστάθειας οπτική κτένα. Προκύπτει έτσι ένας οπτικοηλεκτρονικός συνθέτης με δυνατότητα παραγωγής υψηλότατης ευστάθειας και χαμηλού φασικού θορύβου ηλεκτρικών συχνοτήτων. Επίσης, το βήμα σύνθεσης μπορεί να είναι πολύ μικρό ενώ ταυτόχρονα η συχνότητα εξόδου πολύ υψηλή. Ένα ιδιαίτερο χαρακτηριστικό του προτεινόμενου συνθέτη είναι πως δεν απαιτεί ξεχωριστούς ηλεκτρικούς ταλαντωτές, όπως συμβαίνει με πληθώρα αντίστοιχων οπτικοηλεκτρονικών συστημάτων, αλλά όλες οι συχνότητες που απαιτούνται για τη σύνθεση κλειδώνονται στην κτένα αναφοράς. Είναι δε ιδιαίτερα κατάλληλος για υλοποίηση σε φωτονικό ολοκληρωμένο κύκλωμα.

Στη συνέχεια, προτάθηκαν δύο μέθοδοι μονόδρομης μετάδοσης συχνοτικών προτύπων. Η πληθώρα των συστημάτων μετάδοσης χρησιμοποιεί ένα σήμα επιστροφής από τον δέκτη στον πομπό για να σταθεροποιήσει την οπτική ζεύξη και να αναιρέσει το φασικό θόρυβο που επιβάλλεται κατά τη μετάδοση. Τα συστήματα αυτά δεν είναι συμβατά με το εγκατεστημένο δίκτυο οπτικών ινών που περιλαμβάνει μονόδρομους ενισχυτές και πολυπλέκτες, καθώς και με διάφορες εφαρμογές ασθενών σημάτων, όπως είναι η οπτική μετάδοση κβαντικών κλειδιών. Το πρώτο σύστημα μονόδρομης μετάδοσης που προτάθηκε χρησιμοποιεί στο δέκτη οπτικούς ενισχυτές ευαίσθητους στη φάση. Εκπέμποντας μία οπτική κτένα που αποτελείται από μόνο τρεις τόνους και

εκμεταλλεζόμενο τη θερμοκρασιακή εξάρτηση της διασποράς των οπτικών ινών, επιτυγχάνει ανάδειξη του φασικού σφάλματος στο δέκτη χωρίς να είναι αναγκαίο σήμα επιστροφής στον πομπό. Το δεύτερο σύστημα βασίζεται επίσης στη θερμοκρασιακή εξάρτηση της διασποράς και χρησιμοποιεί την ίδια κτένα εισόδου. Η ανάδειξη του φασικού σφάλματος στο δέκτη επιτυγχάνεται γεφυρώνοντας το συχνοτικό χάσμα με διαμόρφωση φάσης του μεσαίου τόνου και ηλεκτρική φασική σύγκριση των πλευρικών που δημιουργούνται με τους δύο ακραίους τόνους. Πρόκειται για εξαιρετικά απλό σύστημα, το οποίο δεν απαιτεί υψηλή ισχύ όπως το προηγούμενο και χρησιμοποιεί χαμηλού εύρους ζώνης οπτικοηλεκτρονικά εξαρτήματα.

Οι βελτιώσεις των αμφίδρομων και ιδιαίτερα τα νέα συστήματα μονόδρομης μετάδοσης που προτάθηκαν στην παρούσα διατριβή μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε μία πληθώρα σύγχρονων απαιτητικών εφαρμογών. Πέρα από την σταθεροποιημένη αμφίδρομη μετάδοση προτύπων συχνότητας και χρόνου μέσα από εγκατεστημένα δίκτυα οπτικών ινών, μπορούν να παράσχουν ευέλικτη και αποτελεσματική σταθεροποίηση οπτικών δικτύων μετάδοσης κβαντικών κρυπτογραφικών κλειδιών καθώς και συγχρονισμό των πέμπτης γενιάς δικτύων κινητής τηλεφωνίας. Στα δίκτυα 5G προτείνονται διάφορες δυνατότητες που απαιτούν πολύ μικρές ανοχές στο συγχρονισμό συχνότητας και χρόνου, όπως είναι για παράδειγμα το δίκτυο μιας συχνότητας μεταξύ διαφορετικών κυψελών (one frequency network). Επιπλέον, οι απαιτήσεις συγχρονισμού του πιο προωθημένου τμήματος του δικτύου (fronthaul), το οποίο στο άμεσο μέλλον πρόκειται να γίνει ως επί το πλείστον οπτικό (ARoF-DRoF), επιβάλλουν την υιοθέτηση συστημάτων σταθεροποίησης.

Η μελλοντική έρευνα πρόκειται λοιπόν να επικεντρωθεί σε εφαρμογές των προταθέντων μεθόδων, καθώς επίσης και στην πειραματική βελτίωσή των. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η πειραματική επαλήθευση της δεύτερης μεθόδου μονόδρομης μετάδοσης, καθώς και η βελτίωση της ευαισθησίας της επεκτείνοντας τη συχνοτική απόσταση μεταξύ των τριών τόνων.

ΣΥΝΤΜΗΣΕΙΣ – ΑΡΚΤΙΚΟΛΕΞΑ – ΑΚΡΩΝΥΜΙΑ

ACES	Atomic Clock Ensemble in Space
ADEV	Allan Deviation
AM	Amplitude Modulation
AOM	Acousto-Optic Modulator
BIPM	Bureau International des Poids et Mesures
BRAN	Boulder Research and Administration Network
BW	Band-Width
C/N	Carrier to Noise (ratio)
Cir	Circulator (optical)
CPL	Coupler (-splitter, optical)
CW	Continous Wave
DC	Direct Current
DCF	Dispersion Compensation Fiber
DD	Direct Detection
DDS	Direct Digital Synthesis
DFB	Distributed Feedback Laser
DSB-SC	Double Sideband - Suppressed Carrier
DSF	Dispersion Shifted Fiber
DSN	Deep Space Network
DSS	Deep Space Station
EAM	Electro – Absorption Modulator
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier
ELT	European Laser Timing
ESA	European Space Agency
FBG	Fiber Bragg Grating
FC/APC	Fiber-optic Connector / Angled Physical Contact (connector)
FC/PC	Fiber-optic Connector / Physical Contact
FCDP	Frequency Comparison and Distribution Package
FFT	Fast Fourier Transform
FM	Frequency Modulation
FP	Fabry – Perrot
FSR	Free Spectral Range
GDD	Group Delay Dispersion

GNSS	Global Navigation Satellite System
GPS	Global Positioning System
GVD	Group Velocity Dispersion
HF	High Frequency
HNLF	Highly Non-Linear Fiber
IEEE	Institute of Electrical and Electronics Engineers
IM	Intensity Modulation
ISS	International Space Station
JILA	Joint Institute for Laboratory Astrophysics
JPL	Jet Propulsion Laboratory
LASER	Light Amplification by Stimoulated Emission of Radiation
LD	Laser Diode
LED	Light Emitting Diode
LOFAR	Low Frequency Array
LPL	Laboratoire de Physique des Lasers
LSB	Lower Side-Band
LSS	Link Stabilization Subsystem
MASER	Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation
MLL	Mode Locked Laser
MOSFET	Metal–Oxide–Semiconductor Field-Effect Transistor
MWL	MicroWave Link
MZI	Mach Zehnder Interferometer
MZM	Mach Zehnder Modulator
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NIST	National Institute of Standards and Technology
OBPF	Optical Band-Pass Filter
ODF	Optical Distribution Frame
OFC	Optical Frequency Comb
OPLL	Optical Phase Locked Loop
OSNR	Optical Signal to Noise Ratio
OTDR	Optical Time Domain Reflectometer
PC	Polarization Controller
PD	Photo-Diode
PEC	Phase Error Compensation

PFM	Phase Frequency Measurement
PHARAO	Projet d'Horloge Atomique par Refroidissement d'Atomes en Orbit
PI	Proportional–Integral
PIA	Phase Insensitive Amplifier
PIC	Photonic Integrated Circuit
PID	Proportional–Integral–Derivative
PIN	Positive Intrinsic Negative
PLL	Phase Locked Loop
PM	Phase Modulation
PMD	Polarization Mode Dispersion
PMF	Polarization Maintaining Fiber
PPS	Pulses Per Second
PSA	Phase Sensitive Amplifier
PSD	Power Spectral Density
PZT	Lead (Pb) Zirconate Titanate $\{Pb[Zr_xTi_{1-x}]O_3 (0 \leq x \leq 1)\}$
QCS	Quantum Clock Synchronisation
QKD	Quantum Key Distribution
RF	Radio Frequency
RFS	Radio Frequency Standard
RMS	Root Mean Square
SBS	Stimulated Brillouin Scattering
SHM	Space Hydrogen Maser
SI	Système international (d'unités)
SKA	Square Kilometer Array
SMA	SubMiniature version A (connector)
SMF	Single Mode Fiber
SOA	Semiconductor Optical Amplifier
SSB	Single Side Band
SYRTE	Systèmes de Référence Temps Espace
TE	Transverse Electric
TFS	Thermal Fiber Spool
TMIL	Two Mode Injection Locking
TWSTFT	Two-Way Satellite Time and Frequency Transfer

TWTFT	Two-Way Time-Frequency Transfer
USB	Upper Side-Band
UTC	Coordinated Universal Time
UTC PD	Uni-Traveling Carrier Photo-Diodes
VCO	Voltage Controlled Oscillator
VLBI	Very Long Baseline Interferometry
VOA	Variable Optical Attenuators
WDM	Wavelength Division Multiplexing
XFELs	X-ray Free Electron Lasers

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [1] Delva, P., Lodewyck, J., Bilicki, S., Bookjans, E., Vallet, G., Le Targat, R., ... & Lopez, O. (2017). Test of special relativity using a fiber network of optical clocks. *Physical review letters*, 118(22), 221102.
- [2] Litvinov, D. A., Rudenko, V. N., Alakoz, A. V., Bach, U., Bartel, N., Belonenko, A. V., ... & Cimó, G. (2018). Probing the gravitational redshift with an Earth-orbiting satellite. *Physics Letters A*, 382(33), 2192-2198.
- [3] Dehant, V., Gurvits, L. I., Kramer, M., Park, R., Wolf, P., Zarnetki, J., & Rodrigo, R. (2018). Editorial to the Topical Collection on High Performance Clocks with Special Emphasis on Geodesy and Geophysics and Applications to Other Bodies of the Solar System. *Space Science Reviews*, 214(1), 24.
- [4] Savage, A. C., Arbic, B. K., Richman, J. G., Shriver, J. F., Alford, M. H., Buijsman, M. C., ... & Zamudio, L. (2017). Frequency content of sea surface height variability from internal gravity waves to mesoscale eddies. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122(3), 2519-2538.
- [5] Brown, A. G., Vallenari, A., Prusti, T., De Bruijne, J. H. J., Mignard, F., Drimmel, R., ... & Evans, D. W. (2016). Gaia Data Release 1-Summary of the astrometric, photometric, and survey properties. *Astronomy & Astrophysics*, 595, A2.
- [6] Ubachs, Wim. (2017). Precision spectroscopy of molecular hydrogen and the search for new physics. 1-1. 10.15278/isms (International Symposium on Molecular Spectroscopy) 2017.RA01.
- [7] Sangouard, N., Simon, C., De Riedmatten, H., & Gisin, N. (2011). Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics. *Reviews of Modern Physics*, 83(1), 33.
- [8] Shapiro, J. H., Zhang, Z., & Wong, F. N. (2014). Secure communication via quantum illumination. *Quantum information processing*, 13(10), 2171-2193.
- [9] Zhuang, Q., Zhang, Z., Dove, J., Wong, F. N., & Shapiro, J. H. (2016). Floodlight quantum key distribution: A practical route to gigabit-per-second secret-key rates. *Physical Review A*, 94(1), 012322.
- [10] Renner, R. (2008). Security of quantum key distribution. *International Journal of Quantum Information*, 6(01), 1-127.
- [11] Grabowski, Z. R., Rotkiewicz, K., & Rettig, W. (2003). Structural changes accompanying intramolecular electron transfer: focus on twisted intramolecular charge-transfer states and structures. *Chemical reviews*, 103(10), 3899-4032.
- [12] Xin, M., Şafak, K., Peng, M. Y., Kalaydzhyan, A., Wang, W. T., Mücke, O. D., & Kärtner, F. X. (2017). Attosecond precision multi-kilometer laser-microwave network. *Light: Science & Applications*, 6(1), e16187.
- [13] Yang, T., Zhang, Q., Chen, T. Y., Lu, S., Yin, J., Pan, J. W., ... & Zhang, J. (2006). Experimental synchronization of independent entangled photon sources. *Physical review letters*, 96(11), 110501.
- [14] Saglamyurek, E., Sinclair, N., Jin, J., Slater, J. A., Oblak, D., Bussieres, F., ... & Tittel, W. (2011). Broadband waveguide quantum memory for entangled photons. *Nature*, 469(7331), 512.
- [15] Kleppner, D., Goldenberg, H. M., & Ramsey, N. F. (1962). Theory of the hydrogen maser. *Physical Review*, 126(2), 603.
- [16] Sullivan, D. B. (2001). Time and frequency measurement at NIST: The first 100 years. In Proceedings of the 2001 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition (Cat. No. 01CH37218) (pp. 4-17). IEEE.
- [17] Heavner, T. P., Donley, E. A., Levi, F., Costanzo, G., Parker, T. E., Shirley, J. H., ... & Jefferts, S. R. (2014). First accuracy evaluation of NIST-F2. *Metrologia*, 51(3), 174.
- [18] <https://www.thinksrs.com/downloads/pdfs/catalog/PRS10c.pdf>
- [19] Bloom, B. J., Nicholson, T. L., Williams, J. R., Campbell, S. L., Bishof, M., Zhang, X., ... & Ye, J. (2014). An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10⁻¹⁸ level. *Nature*, 506(7486), 71.
- [20] Ye, J., Schnatz, H., & Hollberg, L. W. (2003). Optical frequency combs: from frequency metrology to optical phase control. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 9(4), 1041-1058.
- [21] Cundiff, S. T., & Ye, J. (2003). Colloquium: Femtosecond optical frequency combs. *Reviews of Modern Physics*, 75(1), 325.
- [22] Udem, T., Holzwarth, R., & Hänsch, T. W. (2002). Optical frequency metrology. *Nature*, 416(6877), 233.
- [23] Hall, J. L. (2006). Nobel Lecture: Defining and measuring optical frequencies. *Reviews of Modern Physics*, 78(4), 1279.
- [24] Mayer, B., Regler, A., Sterzl, S., Stettner, T., Koblmüller, G., Kaniber, M., ... & Finley, J. J. (2017). Long-term mutual phase locking of picosecond pulse pairs generated by a semiconductor nanowire laser. *Nature communications*, 8, 15521.
- [25] Asaki, M. T., Huang, C. P., Garvey, D., Zhou, J., Kapteyn, H. C., & Murnane, M. M. (1993). Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti: sapphire laser. *Optics letters*, 18(12), 977-979.
- [26] Jones, D. J., Diddams, S. A., Ranka, J. K., Stentz, A., Windeler, R. S., Hall, J. L., & Cundiff, S. T. (2000). Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. *Science*, 288(5466), 635-639.
- [27] Reichert, J., Holzwarth, R., Udem, T., & Hänsch, T. W. (1999). Measuring the frequency of light with mode-locked lasers. *Optics communications*, 172(1-6), 59-68.

- [28] Holman, K. W., Jones, R. J., Marian, A., Cundiff, S. T., & Ye, J. (2003). Intensity-related dynamics of femtosecond frequency combs. *Optics letters*, 28(10), 851-853.
- [29] Holman, K. W., Jones, R. J., Marian, A., Cundiff, S. T., & Ye, J. (2003). Detailed studies and control of intensity-related dynamics of femtosecond frequency combs from mode-locked Ti: sapphire lasers. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 9(4), 1018-1024.
- [30] Ranka, J. K., Windeler, R. S., & Stentz, A. J. (2000). Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. *Optics letters*, 25(1), 25-27.
- [31] Fortier, T. M., Jones, D. J., & Cundiff, S. T. (2003). Phase stabilization of an octave-spanning Ti: sapphire laser. *Optics letters*, 28(22), 2198-2200.
- [32] Ell, R., Morgner, U., Kärtner, F. X., Fujimoto, J. G., Ippen, E. P., Scheuer, V., ... & Luther-Davies, B. (2001). Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti: sapphire laser. *Optics letters*, 26(6), 373-375.
- [33] Morgner, U., Ell, R., Metzler, G., Schibli, T. R., Kärtner, F. X., Fujimoto, J. G., ... & Ippen, E. P. (2001). Nonlinear optics with phase-controlled pulses in the sub-two-cycle regime. *Physical Review Letters*, 86(24), 5462.
- [34] Ramond, T. M., Diddams, S. A., Hollberg, L., & Bartels, A. (2002). Phase-coherent link from optical to microwave frequencies by means of the broadband continuum from a 1-GHz Ti: sapphire femtosecond oscillator. *Optics letters*, 27(20), 1842-1844.
- [35] Udem, T., Reichert, J., Holzwarth, R., & Hänsch, T. W. (1999). Absolute optical frequency measurement of the cesium D 1 line with a mode-locked laser. *Physical review letters*, 82(18), 3568.
- [36] Foreman, S. M., Marian, A., Ye, J., Petrukhin, E. A., Gubin, M. A., Mücke, O. D., ... & Kärtner, F. X. (2005). Demonstration of a HeNe/CH 4-based optical molecular clock. *Optics Letters*, 30(5), 570-572.
- [37] Rauschenberger, J., Fortier, T. M., Jones, D. J., Ye, J., & Cundiff, S. T. (2002). Control of the frequency comb from a mode-locked Erbium-doped fiber laser. *Optics Express*, 10(24), 1404-1410.
- [38] Hundertmark, H., Wandt, D., Fallnich, C., Haverkamp, N., & Telle, H. R. (2004). Phase-locked carrier-envelope-offset frequency at 1560 nm. *Optics express*, 12(5), 770-775.
- [39] Washburn, B. R., Diddams, S. A., Newbury, N. R., Nicholson, J. W., Yan, M. F., & Jørgensen, C. G. (2004). Phase-locked, erbium-fiber-laser-based frequency comb in the near infrared. *Optics letters*, 29(3), 250-252.
- [40] Hong, F. L., Minoshima, K., Onae, A., Inaba, H., Takada, H., Hirai, A., ... & Yoshida, M. (2003). Broad-spectrum frequency comb generation and carrier-envelope offset frequency measurement by second-harmonic generation of a mode-locked fiber laser. *Optics letters*, 28(17), 1516-1518.
- [41] Tauser, F., Leitenstorfer, A., & Zinth, W. (2003). Amplified femtosecond pulses from an Er: fiber system: Nonlinear pulse shortening and self-referencing detection of the carrier-envelope phase evolution. *Optics express*, 11(6), 594-600.
- [42] Jones, D. J., Diddams, S. A., Ranka, J. K., Stentz, A., Windeler, R. S., Hall, J. L., & Cundiff, S. T. (2000). Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. *Science*, 288(5466), 635-639.
- [43] Jones, D. J., Holman, K. W., Notcutt, M., Ye, J., Chandalia, J., Jiang, L. A., ... & Yokoyama, H. (2003). Ultralow-jitter, 1550-nm mode-locked semiconductor laser synchronized to a visible optical frequency standard. *Optics letters*, 28(10), 813-815.
- [44] Shelton, R. K., Ma, L. S., Kapteyn, H. C., Murnane, M. M., Hall, J. L., & Ye, J. (2001). Phase-coherent optical pulse synthesis from separate femtosecond lasers. *Science*, 293(5533), 1286-1289.
- [45] Holman, K. W., Jones, D. J., Ye, J., & Ippen, E. P. (2003). Orthogonal control of the frequency comb dynamics of a mode-locked laser diode. *Optics letters*, 28(23), 2405-2407.
- [46] DePriest, C. M., Yilmaz, T., Delfyett, P. J., Etemad, S., Braun, A., & Abeles, J. (2002). Ultralow noise and supermode suppression in an actively mode-locked external-cavity semiconductor diode ring laser. *Optics letters*, 27(9), 719-721.
- [47] Quinlan, F., Gee, S., Ozharar, S., & Delfyett, P. J. (2006). Ultralow-jitter and-amplitude-noise semiconductor-based actively mode-locked laser. *Optics letters*, 31(19), 2870-2872.
- [48] Diddams, S. A., Jones, D. J., Ye, J., Cundiff, S. T., Hall, J. L., Ranka, J. K., ... & Hänsch, T. W. (2000). Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb. *Physical Review Letters*, 84(22), 5102.
- [49] Holzwarth, R., Udem, T., Hänsch, T. W., Knight, J. C., Wadsworth, W. J., & Russell, P. S. J. (2000). Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy. *Physical review letters*, 85(11), 2264.
- [50] Foreman, S. M., Jones, D. J., & Ye, J. (2003). Flexible and rapidly configurable femtosecond pulse generation in the mid-IR. *Optics letters*, 28(5), 370-372.
- [51] Mücke, O. D., Kuzucu, O., Wong, F. N. C., Ippen, E. P., Kaertner, F. X., Foreman, S. M., ... & Ye, J. (2004). Experimental implementation of optical clockwork without carrier-envelope phase control. *Optics letters*, 29(23), 2806-2808.
- [52] Zimmermann, M., Gohle, C., Holzwarth, R., Udem, T., & Hänsch, T. W. (2004). Optical clockwork with an offset-free difference-frequency comb: accuracy of sum-and difference-frequency generation. *Optics letters*, 29(3), 310-312.

- [53] Jost, J. D., Hall, J. L., & Ye, J. (2002). Continuously tunable, precise, single frequency optical signal generator. *Optics express*, 10(12), 515-520.
- [54] Schibli, T. R., Minoshima, K., Hong, F. L., Inaba, H., Bitou, Y., Onae, A., & Matsumoto, H. (2005). Phase-locked widely tunable optical single-frequency generator based on a femtosecond comb. *Optics letters*, 30(17), 2323-2325.
- [55] Jones, R. J., Moll, K. D., Thorpe, M. J., & Ye, J. (2005). Phase-coherent frequency combs in the vacuum ultraviolet via high-harmonic generation inside a femtosecond enhancement cavity. *Physical Review Letters*, 94(19), 193201.
- [56] Gohle, C., Udem, T., Herrmann, M., Rauschenberger, J., Holzwarth, R., Schuessler, H. A., ... & Hänsch, T. W. (2005). A frequency comb in the extreme ultraviolet. *Nature*, 436(7048), 234.
- [57] Sprenger, B., Zhang, J., Lu, Z. H., & Wang, L. J. (2009). Atmospheric transfer of optical and radio frequency clock signals. *Optics letters*, 34(7), 965-967.
- [58] Gollapalli, R. P., & Duan, L. (2010). Atmospheric timing transfer using a femtosecond frequency comb. *IEEE Photonics Journal*, 2(6), 904-910.
- [59] Gollapalli, R. P., & Duan, L. (2011). Multiheterodyne characterization of excess phase noise in atmospheric transfer of a femtosecond-laser frequency comb. *Journal of Lightwave technology*, 29(22), 3401-3407.
- [60] Nie, J., Yang, L., & Duan, L. (2012). Atmospheric transfer of a radio-frequency clock signal with a diode laser. *Applied optics*, 51(34), 8190-8194.
- [61] Giorgetta, F. R., Swann, W. C., Sinclair, L. C., Baumann, E., Coddington, I., & Newbury, N. R. (2013). Optical two-way time and frequency transfer over free space. *Nature Photonics*, 7(6), 434.
- [62] Bergeron, H., Sinclair, L. C., Swann, W. C., Nelson, C. W., Deschênes, J. D., Baumann, E., ... & Newbury, N. R. (2016). Tight real-time synchronization of a microwave clock to an optical clock across a turbulent air path. *Optica*, 3(4), 441-447.
- [63] Sinclair, L. C., Swann, W. C., Bergeron, H., Baumann, E., Cermak, M., Coddington, I., ... & Pettilo, K. G. (2016). Synchronization of clocks through 12 km of strongly turbulent air over a city. *Applied physics letters*, 109(15), 151104.
- [64] Kang, J., Shin, J., Kim, C., Jung, K., Park, S., & Kim, J. (2014). Few-femtosecond-resolution characterization and suppression of excess timing jitter and drift in indoor atmospheric frequency comb transfer. *Optics express*, 22(21), 26023-26031.
- [65] Chen, S., Sun, F., Bai, Q., Chen, D., Chen, Q., & Hou, D. (2017). Sub-picosecond timing fluctuation suppression in laser-based atmospheric transfer of microwave signal using electronic phase compensation. *Optics Communications*, 401, 18-22.
- [66] Sun, F., Hou, D., Zhang, D., Tian, J., Hu, J., Huang, X., & Chen, S. (2017). Femtosecond-level timing fluctuation suppression in atmospheric frequency transfer with passive phase conjunction correction. *Optics express*, 25(18), 21312-21320.
- [67] Sprenger, B., Zhang, J., Lu, Z. H., & Wang, L. J. (2009). Atmospheric transfer of optical and radio frequency clock signals. *Optics letters*, 34(7), 965-967.
- [68] Hou, D., Zhang, D., Sun, F., Li, Y., & Tian, J. (2018). Free-space-based multiple-access frequency dissemination with optical frequency comb. *Optics express*, 26(15), 19199-19205.
- [69] Parker, T. E., & Matsakis, D. (2004). Time and frequency dissemination: Advances in GPS transfer techniques (No. GPS World).
- [70] Levine, J. (1999). Introduction to time and frequency metrology. *Review of scientific instruments*, 70(6), 2567-2596.
- [71] Bauch, A., Achkar, J., Bize, S., Calonico, D., Dach, R., Hlavač, R., ... & Szymaniec, K. (2005). Comparison between frequency standards in Europe and the USA at the 10– 15 uncertainty level. *Metrologia*, 43(1), 109.
- [72] Ferre-Pikal, E. S., & Walls, F. L. (2005). Frequency standards, characterization. *Encyclopedia of RF and Microwave Engineering*.
- [73] Walls, F. L., & Vig, J. R. (1995). Fundamental limits on the frequency stabilities of crystal oscillators. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 42(4), 576-589.
- [74] Lee, W. D., Shirley, J. H., Lowe, J. P., & Drullinger, R. E. (1995). The accuracy evaluation of NIST-7. *IEEE transactions on instrumentation and measurement*, 44(2), 120-123.
- [75] Taylor, B. N., & Kuyatt, C. E. (1994). Guidelines for evaluating and expressing the uncertainty of NIST measurement results.
- [76] Ferre-Pikal, E. S., Vig, J. R., Camparo, J. C., Cutler, L. S., Maleki, L., Riley, W. J., ... & White, J. D. (1997, May). Draft revision of IEEE STD 1139-1988 standard definitions of physical quantities for fundamental, frequency and time metrology-random instabilities. In *Proceedings of International Frequency Control Symposium* (pp. 338-357). IEEE.
- [77] Walls, F. L. (1988, June). The influence of pressure and humidity on the medium and long-term frequency stability of quartz oscillators. In *Proceedings of the 42nd Annual Frequency Control Symposium, 1988*. (pp. 279-283). IEEE.
- [78] Gagnepain, J. J. (1990). Sensitivity of quartz oscillators to the environment: Characterization methods and pitfalls. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 37(5), 347-354.

- [79] Walls, F. L., & Gagnepain, J. J. (1992). Environmental sensitivities of quartz oscillators. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 39(2), 241-249.
- [80] Sydnor, R. L., & Allan, D. W. (1997). Handbook Selection and Use of Precise Frequency and Time Systems. *Radiocommunication Bureau of the International Telecommunication Union, ITU, Place des Nations*.
- [81] Vig, J. R., & Meeker, T. R. (1991, May). The aging of bulk acoustic wave resonators, filters and oscillators. In *Proceedings of the 45th Annual Symposium on Frequency Control 1991* (pp. 77-101). IEEE.
- [82] Barnes, J. A., Chi, A. R., Cutler, L. S., Healey, D. J., Leeson, D. B., McGunigal, T. E., ... & Winkler, G. M. (1971). Characterization of frequency stability. *IEEE transactions on instrumentation and measurement*, (2), 105-120.
- [83] Allan, D., Hellwig, H., Kartaschoff, P., Vanier, J., Vig, J., Winkler, G. M., & Yannoni, N. F. (1988, June). Standard terminology for fundamental frequency and time metrology. In *Proceedings of the 42nd Annual Frequency Control Symposium, 1988*. (pp. 419-425). IEEE.
- [84] Sullivan, D. B., Allan, D. W., Howe, D. A., & Walls, F. L. (1990). *Characterization of clocks and oscillators*(pp. 1-13). Technical Note: National Institute of Standards and Technology.
- [85] Howe, D. A., Allan, D. U., & Barnes, J. A. (1981, May). Properties of signal sources and measurement methods. In *Thirty Fifth Annual Frequency Control Symposium* (pp. 669-716). IEEE.
- [86] Parker, T. E. (1987, May). Characteristics and sources of phase noise in stable oscillators. In *41st annual symposium on frequency control* (pp. 99-110). IEEE.
- [87] Nelson, L. M., Nelson, C. W., & Walls, F. L. (1994). Relationship of AM to PM noise in selected RF oscillators. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 41(5), 680-684.
- [88] Walls, F. L. (1998, May). Correlation between upper and lower noise sidebands. In *Proceedings of the 1998 IEEE International Frequency Control Symposium (Cat. No. 98CH36165)* (pp. 199-203). IEEE.
- [89] Stein, S. R. (1985). *12 Frequency and Time-Their Measurement and Characterization*, New York Academic Press, 1985, vol. 2, chap. 12.
- [90] Allan, D. W., & Barnes, J. A. (1981, May). A modified Allan variance with increased oscillator characterization ability. In *Proceedings of the 35th Annual Frequency Control Symposium (Vol. 5, pp. 470-475)*.
- [91] Walls, F. L., Gary, J., O'Gallagher, A., Sweet, L., & Sweet, R. (1990, March). Time-domain frequency stability calculated from the frequency domain: an update. In *Proc. 4th European Freq. and Time Forum*(pp. 197-204).
- [92] Lesage, P., & Audoin, C. (1979). Characterization and measurement of time and frequency stability. *Radio Science*, 14(4), 521-539.
- [93] Lesage, P., & Ayi, T. (1984). Characterization of frequency stability: analysis of the modified Allan variance and properties of its estimate. *IEEE transactions on instrumentation and measurement*, 33(4), 332-336.
- [94] Greenhall, C. A. (1997, May). Does Allan variance determine the spectrum?. In *Proceedings of International Frequency Control Symposium* (pp. 358-365). IEEE.
- [95] Walls, F. L., & Stein, S. R. (1976). Servo techniques in oscillators and measurement systems. *NASA STI/Recon Technical Report N, 77*.
- [96] Rutman, J., & Walls, F. L. (1991). Characterization of frequency stability in precision frequency sources. *Proceedings of the IEEE*, 79(7), 952-960.
- [97] F. L. Walls, in *Laser Frequency Stabilization, Standards, Measurement, and Applications*, Vol. 4269 of *Proceedings of SPIE*, edited by J. L. Hall and J. Ye SPIE, Bellingham, WA, 2001, pp. 170-177.
- [98] Foreman, S. M., Holman, K. W., Hudson, D. D., Jones, D. J., & Ye, J. (2007). Remote transfer of ultrastable frequency references via fiber networks. *Review of Scientific Instruments*, 78(2), 021101.
- [99] Scott, R. P., Langrock, C., & Kolner, B. H. (2001). High-dynamic-range laser amplitude and phase noise measurement techniques. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 7(4), 641-655.
- [100] Winzer, P. J. (1997). Shot-noise formula for time-varying photon rates: a general derivation. *JOSA B*, 14(10), 2424-2429.
- [101] McFerran, J. J., Ivanov, E. N., Bartels, A., Wilpers, G., Oates, C. W., Diddams, S. A., & Hollberg, L. (2005). Low-noise synthesis of microwave signals from an optical source. *Electronics Letters*, 41(11), 650-651.
- [102] Rutman, J. (1978). Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency sources: Fifteen years of progress. *Proceedings of the IEEE*, 66(9), 1048-1075.
- [103] Hollberg, L., Oates, C. W., Curtis, E. A., Ivanov, E. N., Diddams, S. A., Udem, T., ... & Drullinger, R. E. (2001). Optical frequency standards and measurements. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 37(12), 1502-1513.
- [104] Walls, F. L., Ferre-Pikal, E. S., & Jefferts, S. R. (1997). Origin of 1/f PM and AM noise in bipolar junction transistor amplifiers. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 44(2), 326-334.
- [105] Hollberg, L., Diddams, S., Bartels, A., Fortier, T., & Kim, K. (2005). The measurement of optical frequencies. *Metrologia*, 42(3), S105.

- [106] Liu, P. L., Frankel, M. Y., Williams, K. J., & Esman, R. D. (1998, May). Saturation characteristics of fast photodetectors. In Technical Digest. Summaries of Papers Presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Conference Edition. 1998 Technical Digest Series, Vol. 6 (IEEE Cat. No. 98CH36178)(pp. 376-377). IEEE.
- [107] Tulchinsky, D. A., & Williams, K. J. (2005). Excess amplitude and excess phase noise of RF photodiodes operated in compression. *IEEE photonics technology letters*, 17(3), 654-656.
- [108] Everard, J. K. A., & Broomfield, C. (2001). Flicker noise removal in microwave oscillators using GaAs based feedforward amplifiers. In *Proceedings of the 2001 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition (Cat. No. 01CH37218)* (pp. 156-161). IEEE.
- [109] Ivanov, E. N., Tobar, M. E., & Woode, R. A. (1998). Microwave interferometry: Application to precision measurements and noise reduction techniques. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 45(6), 1526-1536.
- [110] Rubiola, E., Salik, E., Yu, N., & Maleki, L. (2003). Phase noise measurements of low power signals. *Electronics Letters*, 39(19), 1389-1390.
- [111] E. Rubiola, V. Giordano, and J. Gros Lambert, Rev. Sci. Instrum. 70, 220 1999.
- [112] Williams, K. J., Esman, R. D., & Dagenais, M. (1994). Effects of high space-charge fields on the response of microwave photodetectors. *IEEE Photonics Technology Letters*, 6(5), 639-641.
- [113] Ivanov, E. N., Diddams, S. A., & Hollberg, L. (2003). Analysis of noise mechanisms limiting the frequency stability of microwave signals generated with a femtosecond laser. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 9(4), 1059-1065.
- [114] Ivanov, E. N., Diddams, S. A., & Hollberg, L. (2005). Study of the excess noise associated with demodulation of ultra-short infrared pulses. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 52(7), 1068-1074.
- [115] Bartels, A., Diddams, S. A., Oates, C. W., Wilpers, G., Bergquist, J. C., Oskay, W. H., & Hollberg, L. (2005). Femtosecond-laser-based synthesis of ultrastable microwave signals from optical frequency references. *Optics letters*, 30(6), 667-669.
- [116] T. Brown 2006, Work performed at JILA unpublished.
- [117] Ma, L. S., Shelton, R. K., Kapteyn, H. C., Murnane, M. M., & Ye, J. (2001). Sub-10-femtosecond active synchronization of two passively mode-locked Ti: sapphire oscillators. *Physical Review A*, 64(2), 021802.
- [118] Shelton, R. K., Foreman, S. M., Ma, L. S., Hall, J. L., Kapteyn, H. C., Murnane, M. M., ... & Ye, J. (2002). Subfemtosecond timing jitter between two independent, actively synchronized, mode-locked lasers. *Optics letters*, 27(5), 312-314.
- [119] Schibli, T. R., Kim, J., Kuzucu, O., Gopinath, J. T., Tandon, S. N., Petrich, G. S., ... & Kaertner, F. X. (2003). Attosecond active synchronization of passively mode-locked lasers by balanced cross correlation. *Optics Letters*, 28(11), 947-949.
- [120] Bartels, A., Diddams, S. A., Ramond, T. M., & Hollberg, L. (2003). Mode-locked laser pulse trains with subfemtosecond timing jitter synchronized to an optical reference oscillator. *Optics letters*, 28(8), 663-665.
- [121] Lanzafame, R. J. (2007). Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale, by Jean-Claude Diels and Wolfgang Rudolph. *Photomedicine and Laser Therapy*, 25(1), 58-58.
- [122] Ranka, J. K., Gaeta, A. L., Baltuska, A., Pshenichnikov, M. S., & Wiersma, D. A. (1997). Autocorrelation measurement of 6-fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode. *Optics letters*, 22(17), 1344-1346.
- [123] Pauchard, A., Bitter, M., Pan, Z., Kristjansson, S., Hodge, L. A., Williams, K. J., ... & Lo, Y. H. (2004). Infrared-sensitive InGaAs-on-Si pin photodetectors exhibiting high-power linearity. *IEEE photonics technology letters*, 16(11), 2544-2546.
- [124] Williams, K. J., & Esman, R. D. (1999). Design considerations for high-current photodetectors. *Journal of Lightwave Technology*, 17(8), 1443.
- [125] Narbonneau, F., Lours, M., Bize, S., Clairon, A., Santarelli, G., Lopez, O., ... & Chardonnet, C. (2006). High resolution frequency standard dissemination via optical fiber metropolitan network. *Review of scientific instruments*, 77(6), 064701.
- [126] Chang, C. C., & Weiner, A. M. (1997). Fiber transmission for sub-500-fs pulses using a dispersion-compensating fiber. *IEEE journal of quantum electronics*, 33(9), 1455-1464.
- [127] Chang, C. C., Sardesai, H. P., & Weiner, A. M. (1998). Dispersion-free fiber transmission for femtosecond pulses by use of a dispersion-compensating fiber and a programmable pulse shaper. *Optics letters*, 23(4), 283-285.
- [128] O. Lopez, C. Daussy, A. Amy-Klein, C. Chardonnet, F. Narbonneau, M. Lours, and G. Santarelli, in International Workshop on Advances In Precision Tests and Experimental Gravitation in Space, 28 September 2006, Galileo Galilei Institute, Firenze, Italy, pp. 14–16.
- [129] Ciprut, P., Gisin, B., Gisin, N., Passy, R., Von Der Weld, P., Prieto, F., & Zimmer, C. W. (1998). Second-order polarization mode dispersion: Impact on analog and digital transmissions. *Journal of Lightwave Technology*, 16(5), 757-771.

- [130] Daussy, C., Lopez, O., Amy-Klein, A., Goncharov, A., Guinet, M., Chardonnet, C., ... & Clairon, A. (2005). Long-distance frequency dissemination with a resolution of 10^{-17} . *Physical review letters*, *94*(20), 203904.
- [131] S. Diddams' and L. Hollberg's Laboratories, Time and Frequency Division, NIST.
- [132] <http://www.branfiber.net>.
- [133] Krisher, T. P., Maleki, L., Lutes, G. F., Primas, L. E., Logan, R. T., Anderson, J. D., & Will, C. M. (1990). Test of the isotropy of the one-way speed of light using hydrogen-maser frequency standards. *Physical Review D*, *42*(2), 731.
- [134] Shillue, B. (2002). ALMA Memo# 443 ALMA LO Distribution Round Trip Phase Correction.
- [135] T. P. Celano, S. R. Stein, G. A. Gifford, B. A. Mesander, and B. J. Ramsey, in Proceedings of the 2002 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Institute of Electrical and Electronics Engineers, Piscataway, NJ, 2002, pp. 510–516.
- [136] Ye, J., Peng, J. L., Jones, R. J., Holman, K. W., Hall, J. L., Jones, D. J., ... & Hollberg, L. W. (2003). Delivery of high-stability optical and microwave frequency standards over an optical fiber network. *JOSA B*, *20*(7), 1459-1467.
- [137] Ma, L. S., Jungner, P., Ye, J., & Hall, J. L. (1994). Delivering the same optical frequency at two places: accurate cancellation of phase noise introduced by an optical fiber or other time-varying path. *Optics letters*, *19*(21), 1777-1779.
- [138] Hänsch, T. W., & Inguscio, M. (1994). *Frontiers in Laser Spectroscopy: Varenna on Lake Como, Villa Monastero, 23 June-3 July 1992* (Vol. 120). North Holland.
- [139] Musha, M., Sato, Y., Nakagawa, K., Ueda, K., Ueda, A., & Ishiguro, M. (2006). Robust and precise length stabilization of a 25-km long optical fiber using an optical interferometric method with a digital phase-frequency discriminator. *Applied Physics B*, *82*(4), 555-559.
- [140] Ma, L. S., Bi, Z., Bartels, A., Robertsson, L., Zucco, M., Windeler, R. S., ... & Diddams, S. A. (2004). Optical frequency synthesis and comparison with uncertainty at the 10⁻¹⁹ level. *Science*, *303*(5665), 1843-1845.
- [141] Holman, K. W., Jones, D. J., Hudson, D. D., & Ye, J. (2004). Precise frequency transfer through a fiber network by use of 1.5- μ m mode-locked sources. *Optics letters*, *29*(13), 1554-1556.
- [142] Holman, K. W., Hudson, D. D., Ye, J., & Jones, D. J. (2005). Remote transfer of a high-stability and ultralow-jitter timing signal. *Optics letters*, *30*(10), 1225-1227.
- [143] Hudson, D. D., Foreman, S. M., Cundiff, S. T., & Ye, J. (2006). Synchronization of mode-locked femtosecond lasers through a fiber link. *Optics letters*, *31*(13), 1951-1953.
- [144] Tsuchida, H. (1999). Time-interval analysis of laser-pulse-timing fluctuations. *Optics letters*, *24*(20), 1434-1436.
- [145] Chen, L. P., Wang, Y., & Liu, J. M. (1996). Spectral measurement of the noise in continuous-wave mode-locked laser pulses. *IEEE journal of quantum electronics*, *32*(10), 1817-1825.
- [146] Ivanov, E. N., Diddams, S. A., & Hollberg, L. (2003). Experimental study of noise properties of a Ti:sapphire femtosecond laser. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, *50*(4), 355-360.
- [147] M. Calhoun, S. Huang, and R. L. Tjoelker, "Stable photonic links for frequency and time transfer in the deep-space network and antenna arrays," Proc. IEEE, 95, 1931, (2007).
- [148] R. A. Lerche, G. W. Coutts, and L. J. Lagin, "The NIF integrated timing system design and performance," in Proc. Int. Conf. Accelerators Large Exp. Phys. Control Syst., 27 (2001).
- [149] D. S. Robertson, "Geophysical applications of very-long-baseline interferometry," Rev. Mod. Phys., 63, 899 (1991).
- [150] Grein, M. E., Stevens, M. L., Hardy, N. D., & Dixon, P. B. (2017, May). Stabilization of long, deployed optical fiber links for quantum networks. In *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* (pp. 1-1). IEEE.
- [151] Leviton, D. B., & Frey, B. J. (2006, July). Temperature-dependent absolute refractive index measurements of synthetic fused silica. In *Optomechanical Technologies for Astronomy* (Vol. 6273, p. 62732K). International Society for Optics and Photonics.
- [152] Hanssen, J. L., Crane, S. G., & Ekstrom, C. R. (2011, May). One-way temperature compensated fiber link. In *2011 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control and the European Frequency and Time Forum (FCS) Proceedings* (pp. 1-5). IEEE.
- [153] Li, S., Wang, C., Lu, H., & Zhao, J. (2017). Performance evaluation at the remote site for RF frequency dissemination over fiber. *IEEE Photonics Journal*, *9*(3), 1-8.
- [154] Zhang, H., Grein, M. E., Hamilton, S. A., & Chuang, I. L. (2018, May). One-Way Noise Measurement of Deployed Optical Fiber for Quantum Networks Using Mode-Locked Lasers. In *CLEO: QELS_Fundamental Science* (pp. JTh2A-17). Optical Society of America.
- [155] <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/hmc-t2220.pdf>
- [156] <https://pendulum-instruments.com/products/frequency-counters-analyzers/cnt-91-frequency-timercounteranalyzercalibrator/>
- [157] https://www.aspen-electronics.com/uploads/3/7/1/2/37123419/itest_picotime-1u_spec.pdf

- [158] Andrews, L. C., & Phillips, R. L. (2005). Laser beam propagation through random media (Vol. 152). Bellingham, WA: SPIE press.
- [159] Lopez, O., Amy-Klein, A., Lours, M., Chardonnet, C., & Santarelli, G. (2010). High-resolution microwave frequency dissemination on an 86-km urban optical link. *Applied Physics B*, 98(4), 723-727.
- [160] Yu, Z., Liu, G., Gong, Z., Lu, X., Chen, X., Zhang, Z., & Shi, K. (2013, October). Stabilized Microwave Frequency Dissemination Based on Wavelength-shifted Optical Feedback. In *Laser Science* (pp. LTu1H-2). Optical Society of America.
- [161] Lopez, O., Haboucha, A., Kéfélian, F., Jiang, H., Chanteau, B., Roncin, V., ... & Santarelli, G. (2010). Cascaded multiplexed optical link on a telecommunication network for frequency dissemination. *Optics Express*, 18(16), 16849-16857.
- [162] Nasset, D., Kelly, T., & Marcenac, D. (1998). All-optical wavelength conversion using SOA nonlinearities. *IEEE Communications Magazine*, 36(12), 56-61.
- [163] Asghari, M., White, I. H., & Pentyl, R. V. (1997). Wavelength conversion using semiconductor optical amplifiers. *Journal of lightwave technology*, 15(7), 1181-1190.
- [164] Hu, H., Palushani, E., Galili, M., Mulvad, H. C. H., Clausen, A., Oxenløwe, L. K., & Jeppesen, P. (2010). 640 Gbit/s and 1.28 Tbit/s polarisation insensitive all optical wavelength conversion. *Optics express*, 18(10), 9961-9966.
- [165] Horer, J., & Patzak, E. (1997). Large-signal analysis of all-optical wavelength conversion using two-mode injection-locking in semiconductor lasers. *IEEE journal of quantum electronics*, 33(4), 596-608.
- [166] Lang, R. (1982). Injection locking properties of a semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(6), 976-983.
- [167] R.LangandK.Kobayashi, "Externalopticalfeedbackeffectsonsemiconductorinjectionlaserpropertie s,"*IEEEJ.QuantumElectron.*,vol. 16, no. 3, pp. 347–355, Mar. 1980.
- [168] A. Fragkos, A. Bogris, D. Syvridis, and R. Phelan, "Amplitude noise limiting amplifier for phase encoded signals using injection locking in semiconductor lasers," *J. Lightwave Technol.* 30, 764–771 (2012).
- [169] Marra, G., Margolis, H. S., Lea, S. N., & Gill, P. (2010). High-stability microwave frequency transfer by propagation of an optical frequency comb over 50 km of optical fiber. *Optics letters*, 35(7), 1025-1027.
- [170] Wang, X., Liu, Z., Wang, S., Sun, D., Dong, Y., & Hu, W. (2015). Photonic radio-frequency dissemination via optical fiber with high-phase stability. *Optics letters*, 40(11), 2618-2621.
- [171] Montgomery, R., & DeSalvo, R. (1995). A novel technique for double sideband suppressed carrier modulation of optical fields. *IEEE Photonics Technology Letters*, 7(4), 434-436.
- [172] Corral, J. L., Marti, J., & Fuster, J. M. (2001). General expressions for IM/DD dispersive analog optical links with external modulation or optical up-conversion in a Mach-Zehnder electrooptical modulator. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 49(10), 1968-1976.
- [173] S. Fukushima et al., "Optoelectronic millimeter-wave synthesis using an optical frequency comb generator, optically injection locked lasers, and a unitraveling-carrier photodiode," *J. Lightw. Technol.*, vol. 21, no. 12, pp. 3043-3051, Dec. 2003.
- [174] S. Arafin et al., "Towards chip-scale optical frequency synthesis based on optical heterodyne phase-locked loop," *Opt. Expr.*, vol. 25, no. 2, pp. 681-695, Jan. 25, 2017.
- [175] F. Ashtiani and F. Aflatouni, "Integrated electro-optical phase-locked loop for high resolution optical synthesis," *Opt. Expr.*, vol. 25, no. 14, pp. 16171-16181, Jul. 10, 2017.
- [176] Ali, Umair & Thiede, Andreas. (2015). 100-166 GHz Wide Band High Speed Digital Dynamic Frequency Divider Design in 0.13 μm SiGe BiCMOS Technology. 10.1109/EuMIC.2015.7345071.
- [177] M. van Delden, G. Hasenaecker, N. Pohl, K. Aufinger and T. Musch, An 80 GHz Programmable Frequency Divider for Wideband mm-Wave Frequency Ramp Synthesis, 2015 IEEE International Symposium on Radio-Frequency Integration Technology.
- [178] Udem, T., Huber, A., Gross, B., Reichert, J., Prevedelli, M., Weitz, M., & Hänsch, T. W. (1997). Phase-Coherent Measurement of the Hydrogen 1 S– 2 S Transition Frequency with an Optical Frequency Interval Divider Chain. *Physical Review Letters*, 79(14), 2646.
- [179] Quinlan, F., Fortier, T. M., Kirchner, M. S., Taylor, J. A., Thorpe, M. J., Lemke, N., ... & Diddams, S. A. (2011). Ultralow phase noise microwave generation with an Er: fiber-based optical frequency divider. *Optics letters*, 36(16), 3260-3262.
- [180] Fortier, T. M., Kirchner, M. S., Quinlan, F., Taylor, J., Bergquist, J. C., Rosenband, T., ... & Diddams, S. A. (2011). Generation of ultrastable microwaves via optical frequency division. *Nature Photonics*, 5(7), 425.
- [181] Udem, T., Reichert, J., Holzwarth, R., & Hänsch, T. W. (1999). Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser. *Optics letters*, 24(13), 881-883.

- [182] S. Munkyo et al., "A 220-225.9 GHz InP HBT Single-Chip PLL," 2011 IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium (CSICS), pp. 1-4, 2011.
- [183] W. Liang et al., "High spectral purity Kerr frequency comb radio frequency photonic oscillator," *Nat. Com.* 6, no. 7957, Aug. 11, 2015.
- [184] B. R. Washburn et al., "Fiber-laser-based frequency comb with a tunable repetition rate," *Opt. Expr.*, vol. 12, no. 20, pp. 4999-5004, Oct. 4, 2004.
- [185] X. S. Yao, & L. Maleki, "Optoelectronic microwave oscillator" *JOSA B*, vol. 13 no. 8, pp. 1725-1735, 1996.
- [186] A. B. Matsko et al., "Whispering gallery mode based optoelectronic microwave oscillator", *Journal of modern optics*, vol. 50, no.15-17, pp. 2523-2542, 2003.
- [187] C. T. Lin et al., "Optical millimeter-wave signal generation using frequency quadrupling technique and no optical filtering," *IEEE Phot. Technol. Lett.*, vol. 20, no. 12 pp. 1027-1029, Jun. 15, 2008.
- [188] G. Kervella et al., "Low phase noise fully integrated millimeter-wave photonic source using cross injection locking," *IEEE 40th Intern. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, Aug. 23, 2015.
- [189] T. M. Fortier et al., "Optically referenced broadband electronic synthesizer with 15 digits of resolution," *Las. & Phot. Rev.*, vol. 10, no. 5, pp. 780-790, Sep. 1, 2016.
- [190] A. Berenguer et al., "Low insertion loss 61 GHz narrow-band filter implemented with Groove Gap Waveguides," 2014 44th European Microwave Conference, pp. 191-194, Oct., 2014.
- [191] C. G. Roeloffzen et al., "Silicon nitride microwave photonic circuits," *Opt. Expr.*, vol. 21, no. 19, pp. 22937-22961, 2013.
- [192] D. S. Wu et al., "Direct selection and amplification of individual narrowly spaced optical comb modes via injection locking: design and characterization," *J. of Lightw. Technol.*, vol. 31, no. 14, pp. 2287-2295, 2013.
- [193] E. Lacombe et al., "Sub-THz source integrated in industrial silicon Photonic technology targeting high data rate wireless applications," *SiRF, 2017 IEEE 17th Topical Meeting on*, pp. 26-29, Jan., 2017.
- [194] Kakande, J., Slavík, R., Parmigiani, F., Bogris, A., Syvridis, D., Grüner-Nielsen, L., ... & Richardson, D. J. (2011). Multilevel quantization of optical phase in a novel coherent parametric mixer architecture. *Nature Photonics*, 5(12), 748.
- [195] Olsson, S. L., Eliasson, H., Astra, E., Karlsson, M., & Andrekson, P. A. (2018). Long-haul optical transmission link using low-noise phase-sensitive amplifiers. *Nature communications*, 9(1), 2513.
- [196] Tang, R., Lasri, J., Devgan, P. S., Grigoryan, V., Kumar, P., & Vasilyev, M. (2005). Gain characteristics of a frequency nondegenerate phase-sensitive fiber-optic parametric amplifier with phase self-stabilized input. *Optics Express*, 13(26), 10483-10493.