



Thèse du
LABORATOIRE D'OPTRONIQUE DE L'ENSSAT
Éffectuée au
LABORATOIRE NATIONAL DE MÉTROLOGIE ET D'ÉSSAIS
SYSTÈMES DE RÉFÉRENCES TEMPS-ESPACE



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ RENNES I
Physique de la Matière

présentée par
François Narbonneau

pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Rennes I

Sujet de la thèse :

DISSEMINATION ULTRA-STABLE D'ÉTALONS DE FRÉQUENCE
PAR FIBRE OPTIQUE DU RÉSEAU TÉLÉCOM MÉTROPOLITAIN

Soutenue le 10 octobre 2006 devant le jury composé de :

Pr. Anne	Amy-Klein	Président du jury
Dr. Olivier	Lloppis	Rapporteur
Dr. Stéphane	Gosselin	Rapporteur
Pr. Serge	Mottet	Directeur de thèse
Dr. Giorgio	Santarelli	Responsable scientifique
Dr. Nikos	Karafolas	Membre invité

Table des matières

Introduction	9
1 Références de fréquence et moyens actuels de comparaison	11
1.1 Oscillateurs et références de fréquence	13
1.1.1 Horloges commerciales	13
1.1.2 Oscillateur à quartz et maser à hydrogène	13
1.1.3 Oscillateur cryogénique à résonateur saphir	13
1.2 Etalons primaires de fréquence	14
1.3 L'horloge optique	15
1.4 Références de fréquence et oscillateur local du LNE-SYRTE	17
1.5 État de l'art des comparaisons Temps-Fréquence	19
1.5.1 Comparaison longues distances par GPS	19
1.5.2 TWSTFT : Two-Way Satellite Time and Frequency Transfer	22
1.5.3 T2L2 : Transfert de Temps par Lien Laser	25
1.5.4 Comparaison et limitations des systèmes actuels	27
2 Lien optique en espace libre	29
2.1 Principe et objectif	30
2.2 Modules optoélectroniques	31
2.2.1 Considérations générales	31
2.2.2 Acceptance angulaire obtenue	34
2.2.3 Module d'émission/réception	34
2.3 Compensation des fluctuations de phase	36
2.3.1 Electronique de compensation	36
2.3.2 Mise en équation	38
2.4 Caractérisation et résultats	39
2.4.1 Facteur de correction	39
2.4.2 Quantification du facteur de correction	41
2.4.3 Bruit de phase et stabilité de phase	42
2.5 Conclusion	43

3	Dissémination optique de références de fréquence	45
3.1	Principe	45
3.2	Définition des objectifs à atteindre	47
3.3	Système optique de distribution	49
3.3.1	Source laser directement modulable en amplitude	49
3.3.2	Système de détection	55
3.3.3	Analyse des caractéristiques et du bruit de phase du couple émetteur/recepteur	61
3.4	Support de transmission : réseau fibré existant	69
3.4.1	Fibre monomode	69
3.4.2	Réseau fibré existant et moyen de tests	71
3.5	Conclusion	77
4	Limitations physiques et bruit du milieu de transmission	79
4.1	Bruit intrinsèque de la fibre et effets non-linéaires	79
4.1.1	Atténuation optique et rapport signal-à-bruit	79
4.1.2	Réflexions optiques et bruit interférométrique	84
4.1.3	Diffusion Brillouin stimulée	88
4.1.4	Dispersion et PMD	97
4.2	Perturbations externes	104
5	Compensation des fluctuations de phase	109
5.1	Principe du compensateur de phase	109
5.2	Conjugateur de phase	111
5.2.1	Principe et conception	111
5.2.2	Evaluation et caractérisation en laboratoire	116
5.3	Compensateur de phase optique	119
5.3.1	Principe de fonctionnement	119
5.3.2	Caractérisation des performances du correcteur optique	124
5.4	Caractérisation des systèmes de distribution, sur le lien optique LNE-SYRTE/LPL	125
5.5	Etude des limitations du système opérant à une fréquence de 100 MHz	132
5.5.1	Instabilités sur les temps d'intégration longs	133
5.6	Conclusion	138
6	Distribution de fréquence à 1 GHz	139
6.1	Améliorations apportées	140
6.1.1	Modifications du conjugateur de phase pour opérer à une fréquence de 1 GHz	140
6.1.2	Système bi-fréquences et filtrage optique	146
6.1.3	Brouillage de polarisation	150
6.1.4	Amplification optique à l'aide d'EDFA	151

6.2	Résultats obtenus	159
6.3	Conclusion	162
7	Transfert longues distances, vers le tout optique	163
7.1	Distribution avec répéteurs	163
7.2	Modulation externe et modification de la fréquence d'opération . . .	164
7.3	Le tout optique	167
7.3.1	Principe de fonctionnement	168
7.3.2	Quelques considérations sur le bruit	171
7.3.3	Expériences réalisées	174
7.4	Conclusion	177
	Conclusion	183
	Conclusion	183
A	Expériences menées et résultats	185
B	Equation du champ émis et spectre optique	189
B.1	Modulation d'amplitude	189
B.2	Modulation de fréquence	190
B.3	Spectre optique	190
	Bibliographie	191

Introduction

En métrologie Temps-Fréquence ou en physique fondamentale (évaluation et comparaison d'horloge, tests de relativité, évaluation des constantes fondamentales ...), disposer d'oscillateurs à bas bruit de phase et de haute stabilité est essentiel [1], [2], [3], [4].

En physique nucléaire, les accélérateurs de particules à haute énergie requièrent la distribution de signaux radiofréquences avec un minimum de dérives en phase et d'erreurs de phase pour la génération des neutrons et positrons [5]. En radioastronomie [6] pour des applications VLBI (Very Large Base Interferometry)[7] ou dans le cadre du projet ALMA (Atacama Large Millimetric Array) [8] et pour la détection d'objet en espace lointain (DSN : Deep Space Network), la distribution de signaux de synchronisation est nécessaire. Par exemple, en ce qui concerne la détection en espace lointain, le signal émis par l'objet en question est détectée par différentes antennes qui forment un réseau. En calculant le délais entre les différents temps d'arrivée du signal sur chaque antenne, il est alors possible de déterminer la position de l'objet. La synchronisation des récepteurs des antennes permet d'augmenter la précision sur la détermination des temps d'arrivée et donc sur le positionnement. Il est donc utile de pouvoir distribuer vers chaque antenne un signal de référence sans dérive de phase afin de dater avec précision les données reçues. La stabilité d'un lien optique et le fait que la fibre optique peut constituer un milieu de transfert bi-directionnel avec une excellente isolation voie à voie, font que la fibre optique est l'un des milieux de propagation le plus utilisé pour mener des expériences de relativité. Un exemple est l'expérience de détermination de l'isotropie de la vitesse de la lumière, dirigée par le JPL [9].

Les fontaines à atomes froids refroidis par laser ont démontré des exactitudes de l'ordre de 10^{-15} avec le potentiel d'atteindre un niveau de 10^{-16} . Leur stabilité de fréquence, définie en terme d'écart type d'Allan, est de l'ordre de $10^{-13} \tau^{-1/2}$ (τ est le temps d'intégration ou de mesure) et de nouvelles techniques ont permis d'atteindre des stabilités de fréquence records de $10^{-14} \tau^{-1/2}$ au LNE-SYRTE [10]. Les horloges optiques à atomes froids ont le potentiel d'atteindre des exactitudes de l'ordre de 10^{-17} et des stabilités de fréquence de quelques $10^{-15} \tau^{-1/2}$

($3 \times 10^{-15} \tau^{-1/2}$ a déjà été démontré à la PTB (Allemagne) et au NIST (USA)) [11], [12], [13], [14]. L'évaluation des performances de cette nouvelle génération d'horloge est désormais possible par comparaison aux horloges fonctionnant dans le domaine micro-onde grâce au développement de synthétiseurs de fréquences basés sur l'utilisation de laser femtoseconde à modes bloqués, ou par comparaison avec une autre horloge optique [15], [16], [17].

Actuellement les comparaisons d'horloges sont effectuées par satellite en utilisant le système GPS ou par satellite de télécommunication. Les performances de telles comparaisons sont limitées, pour l'état de l'art, à 10^{-15} pour un jour de mesure, donc insuffisantes pour les performances ultimes des étalons atomiques micro-onde et à fortiori pour les horloges optiques. La possibilité d'améliorer de telles comparaisons par satellite est liée à la disponibilité d'un équipement en orbite dédié à cette application et donc extrêmement coûteux. Une comparaison avec une résolution de 10^{-16} ou mieux sur une journée de mesure ces horloges entre laboratoires distants (de 100 à quelques centaines de kilomètres), peut améliorer drastiquement le développement de ces horloges.

Par ailleurs, pour de nombreux laboratoires, disposer d'un signal radiofréquence ou micro-onde à bas bruit de phase et à haute stabilité de fréquence, leur permettrait de mener des expériences de physique fondamentale avec une meilleure résolution. Néanmoins, le développement et la maintenance de tels oscillateurs de référence restent coûteux et difficiles.

Une solution est alors de connecter les laboratoires demandeurs à un laboratoire de métrologie Temps-Fréquence, disposant d'oscillateurs et de synthétiseurs de fréquence de hautes performances, par lien optique utilisant le réseau fibré de télécommunication [18], [19], [20].

Ce manuscrit décrit donc le travail de thèse réalisé sur l'étude et la réalisation d'un système de dissémination de références de fréquence via le réseau fibré de télécommunication. Ce travail a été effectué au LNE-SYRTE (Laboratoire National de métrologie et d'Essais - SYstèmes de Référence Temps-Espace) à l'Observatoire de Paris. Le manuscrit se décompose en 7 chapitres.

Le premier chapitre est à la fois un état de l'art sur les étalons de fréquence micro-onde et optiques et sur les moyens de comparaison actuels. Sont également présentés les moyens dont dispose le LNE-SYRTE pour la génération de signaux métrologiques oscillant soit à une fréquence de 100 MHz soit 1 GHz, nécessaire pour l'ensemble des expériences menées comme signal de référence ou d'interrogation des atomes dans le cas des fontaines à atomes froids, par exemple. Cet aperçu a pour objectif la définition des performances du système de distribution que nous étudions ici.

La voie optique semble être la plus appropriée pour délivrer un signal de haute résolution, de façon continue. Le choix du support de transmission, fibre ou espace libre, peut être discuté en fonction des distances de propagation et des applications. La première démonstration de faisabilité d'un tel système de dissémination est l'étude et la réalisation du prototype d'un lien optique ultra stable en espace libre, afin de pouvoir échanger des signaux d'horloges à bord de la Station Spatiale Internationale. Ce dernier fait l'objet du second chapitre.

Les chapitres 3 et 4 sont une discussion sur les choix adoptés pour la conception de l'instrument, aussi bien pour les composants utilisés pour l'émission et la réception optique qu'au sujet du support de transmission fibré. Des considérations sur les limitations physiques liées au support passif de transmission y sont également abordées.

En dehors des considérations de bruit de phase intrinsèque au système de distribution, les performances de celui-ci sont affectées et dégradées lors de la propagation du signal optique par vibrations mécaniques ou variations de température. Afin de compenser les fluctuations de phases induites, un dispositif de correction a été développé. Le principe de la compensation et la réalisation de ce dispositif sont exposés dans le chapitre 5. Ce système, dit de première génération, opère à une fréquence de 100 MHz. Les tests en conditions réelles montrent les limitations du système.

Les modifications apportées au système de compensation afin d'améliorer le bruit intrinsèque du système de distribution et diminuer les erreurs de phase commises, sont présentées dans le chapitre 6. Ces modifications incluent un changement de la fréquence d'opération de 100 MHz à 1 GHz. Nous présentons également les dernières mesures réalisées ainsi que les résultats apportées.

Le chapitre 7, pour finir, expose les perspectives des recherches effectuées en présentant quelques considérations sur la future étude réalisée afin d'étendre la distance de distribution dans l'objectif de créer un réseau fibré de comparaison entre les différents laboratoires de métrologie européen. L'adoption d'une nouvelle méthode de dissémination devrait permettre d'améliorer les performances actuelles afin de pouvoir évaluer et comparer les futurs étalons de fréquence optiques.

Chapitre 1

Références de fréquence et moyens actuels de comparaison

Les références de temps et de fréquence occupent une place importante dans la plupart des applications du quotidien : positionnement (GPS ou Galiléo), synchronisation de données (télécommunication), datation ... Leurs performances ne se sont qu'améliorées au cours du temps (figure 1.1).

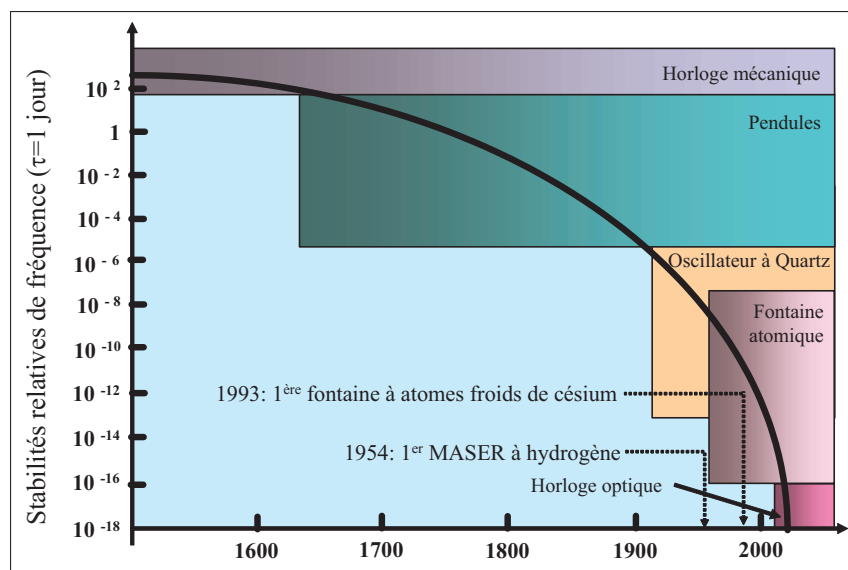


FIG. 1.1 – Evolution de la stabilité des étalons de fréquence

Depuis les années 60, le temps est défini à partir d'une transition atomique. Ceci a permis d'obtenir une meilleure résolution et exactitude sur l'unité de temps et d'ouvrir la voie à de nouvelles applications en physique fondamentale comme la mesure

des constantes fondamentales. Les paramètres de stabilité et d'exactitude permettent de caractériser les performances métrologiques de l'oscillateur ou de l'horloge :

la stabilité de l'horloge défini par l'écart type d'Allan et traduisant les fluctuations relatives de fréquence

l'exactitude déterminant la connaissance sur la valeur de la fréquence délivrée

A titre d'exemple, nous présentons sur le graphique de la figure 1.2, un résumé des stabilités de fréquence typiques des différents étalons de fréquence.

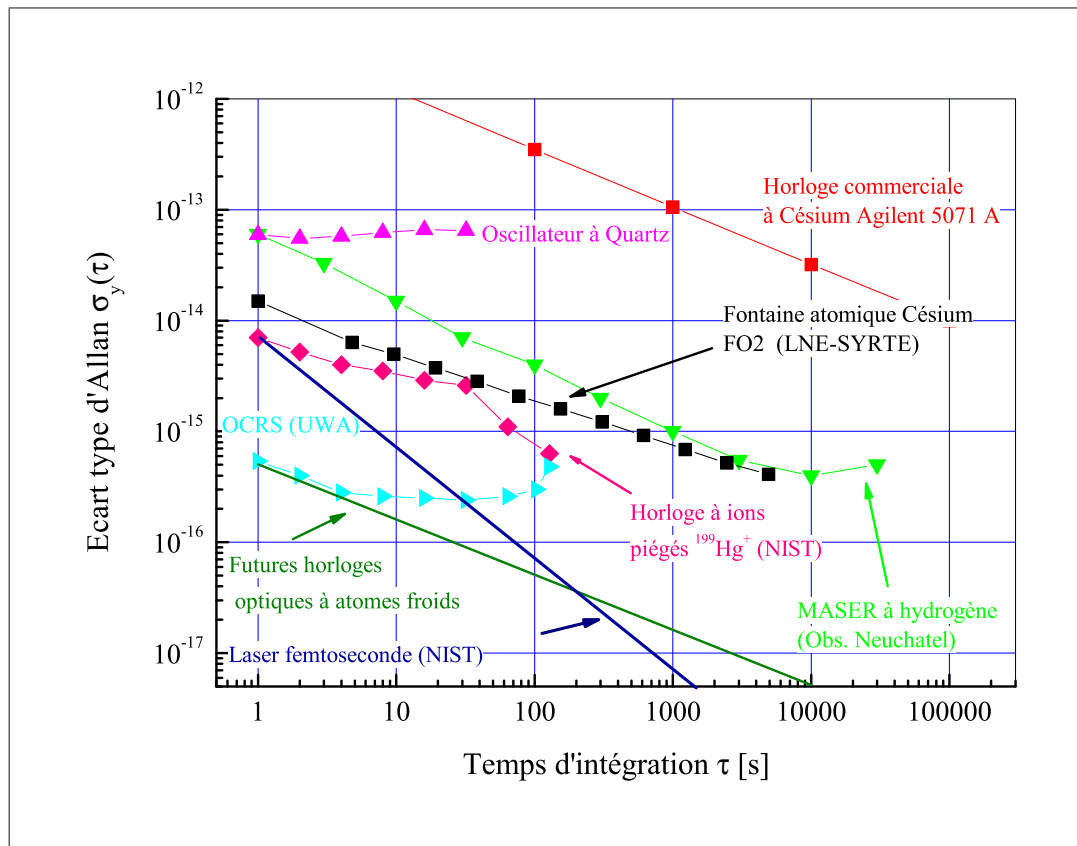


FIG. 1.2 – Stabilités relatives de fréquence de références de fréquence micro-ondes et/ou optiques

Dans ce chapitre nous détaillons les différents types d'étalons de fréquence. Nous distinguons les étalons primaires qui constituent les références de fréquence et à partir desquels sont réalisées les échelles de temps, des oscillateurs de fréquence. Nous présentons également les références de fréquence dont dispose le laboratoire et

faisons une introduction sur les moyens actuels de distribution et de comparaisons de ces références.

1.1 Oscillateurs et références de fréquence

1.1.1 Horloges commerciales

Actuellement, les horloges commerciales à tube de césium ainsi que les masers à hydrogène sont les plus utilisés en tant que référence de temps ou de fréquence pour la plupart des applications : signaux de synchronisation pour les antennes en radio-astronomie, signal de référence pour l'interrogation des atomes dans le cas des fontaines atomiques, réalisation du temps atomique ou encore synchronisation de données pour les télécommunications, etc...

Les horloges commerciales à tube de césium présente l'avantage de montrer de très bonnes stabilités long-terme (quelques jours d'intégration) et c'est la raison pour laquelle elles sont couramment utilisées pour réaliser les échelles de temps atomique.

1.1.2 Oscillateur à quartz et maser à hydrogène

L'oscillateur à quartz est une bonne référence de fréquence pour de nombreuses applications ou encore comme source embarquée pour les systèmes de navigation. Une stabilité relative de fréquence de l'ordre de $6-7 \times 10^{-14}$ entre 1 s et 10 s de temps d'intégration pour les meilleurs oscillateurs à quartz est montrée. Néanmoins, de part des dérives de fréquence, sa stabilité se dégrade rapidement au delà de quelques dizaines de secondes.

Le maser à hydrogène, dispositif commercial, reste la source de fréquence la plus stable et la plus utilisée, que ce soit pour les applications militaires (positionnement, cartographie), en radioastronomie (VLBI) ou pour la détection d'objets lointains (DSN). Il montre une stabilité relative de fréquence de l'ordre de quelques $10^{-13} \tau^{-\frac{1}{2}}$, τ pour $\tau=1$ s de temps d'intégration et plafonnant à 10^{-15} entre 1000 s et 100000 s. Les instabilités de fréquence pour des temps courts (≤ 10 s) sont compensées à l'aide d'un oscillateur à quartz de filtrage. On montre alors des stabilités de 6×10^{-14} pour 1 seconde de temps d'intégration [21].

1.1.3 Oscillateur cryogénique à résonateur saphir

Le développement des oscillateurs cryogéniques à résonateur saphir a permis un gain de 1 à 2 ordres de grandeurs en termes de stabilités de fréquence entre 1 s et

quelques milliers de secondes de temps d'intégration par rapport au maser à hydrogène.

Certains laboratoires ou instituts comme l'université UWA ¹ en Australie, le Jet Propulsion Laboratory (JPL - Etats Unis), le Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs (LPMO - France), le National Physical Laboratory (NPL - Angleterre) ou encore le National Metrology Institute of Japan (NMIJ - Japon) développent des oscillateurs de haute résolution à résonateur saphir (OCRS²). Le premier exemplaire de cette nouvelle génération d'oscillateurs, a été développé par l'UWA, montrant une excellente stabilité de fréquence de l'ordre de 6×10^{-16} pour une seconde, dans les meilleurs conditions d'utilisation [22]. Malgré d'excellentes performances, la réalisation d'un tel outil et sa maintenance restent un frein au développement commercial et à une généralisation de son utilisation. Les modèles les plus performants sont refroidis à l'hélium liquide (environ 200 l), et ne présentent qu'une autonomie de l'ordre de 3 à 4 semaines.

Des oscillateurs à saphir commerciaux, SLCO (Sapphire Loaded Cavity Oscillator), développés par la société PSI³ montrent un très bon bruit de phase, atteignant un niveau de -110 dBc/Hz à 100 Hz de la porteuse RF, ie 10,24 GHz. Ce type d'oscillateur à saphir présente donc un intérêt majeur pour sa compacité et son faible bruit de phase. Cependant, de fortes instabilités de fréquence font que son utilisation est incompatible avec des expériences de métrologie ou de physique fondamentale requérant une haute résolution et une grande exactitude quant à la fréquence du signal délivré.

Néanmoins, une nouvelle génération d'OCRS incluant un refroidisseur commercial à hélium montre une autonomie de l'ordre d'un an, offrant ainsi une plus grande flexibilité d'utilisation. Le JPL a ainsi démontré récemment, dans le cadre de l'expérience de radio-astronomie Cassini, des stabilités de l'ordre de 10^{-14} pour des temps d'intégration compris entre 1 s et 1000 s avec deux oscillateurs à résonateur saphir compensés par refroidissement cryogénique (7 K à 10 K), offrant la possibilité d'envisager un futur développement industriel de nouveau type d'oscillateur [23].

1.2 Etalons primaires de fréquence

Le principe d'une fontaine atomique consiste à asservir un oscillateur sur la fréquence d'une transition atomique. Ceci est réalisé par l'optimisation de la probabilité de transition des atomes avec la fréquence d'interrogation. Les performances

¹University of Western Australie

²Oscillateur Cryogénique à Résonateur Saphir

³Poseidon Scientific Instruments, Western Australia

obtenues ont conduit à une nouvelle définition de l'unité de temps à partir de la transition entre deux niveaux hyperfins de l'atome de césium.

A chaque cycle d'horloge, un nuage d'atome est lancé vers le haut et retombe. Chaque passage dans une cavité micro-onde accordée sur le signal d'interrogation issu de l'oscillateur local permet de superposer les atomes dans les deux états d'horloge. Par fluorescence, chaque état est sondé pour connaître les différentes populations. Le nombre d'atomes et la distribution spatiale du nuage sont alors déduits. A partir de la probabilité de transition, il est possible d'appliquer les corrections de fréquence à l'oscillateur.

Une des principales limites est l'oscillateur d'interrogation. L'utilisation d'un OCRS combiné avec un maser pour les temps d'intégration supérieur à 1000 s a permis d'améliorer significativement la stabilité de fréquence des fontaines. Ainsi un niveau de stabilité de $1,6 \times 10^{-14}$ pour une seconde de temps d'intégration est réalisable. La stabilité long-terme est limitée à $6-7 \times 10^{-16}$ sur la journée, du fait des dérives de fréquence du maser à hydrogène.

Malgré d'excellentes performances, le développement des fontaines à atomes froids se concentrent aux laboratoires de métrologie temps-fréquence. La figure 1.3 récapitule l'implantation des différentes fontaines atomiques en cours de développement ou opérationnel. Cette implantation est relativement significative des moyens nécessaires pour développer de tels instruments dont l'usage se résume à la participation du temps atomique international (TAI) et à des expériences de physique fondamentale.

1.3 L'horloge optique

Les fontaines atomiques constituent l'état de l'art des références de fréquence. Néanmoins, les futurs développement ne permettront pas d'améliorer notablement leurs performances. C'est pourquoi, de nouveaux étalons de fréquence, opérant sur une transition optique, sont en cours de développement et ont déjà démontré de prometteuses performances.

Le passage du domaine micro-onde au domaine optique permet un gain important en terme de rapport signal-à-bruit notamment [24]. Un système sensible aux variations de fréquence absolue, voit ses erreurs relatives de fréquence diminuer en augmentant la fréquence d'oscillation. Par exemple si on considère un oscillateur de fréquence d'oscillation de 1 kHz dont on connaît la fréquence avec une résolution de 1 Hz, l'erreur relative ou l'exactitude d'un tel oscillateur est alors donnée par comparaison entre la résolution de la fréquence et la fréquence propre de l'oscillateur, soit 10^{-3} ici. Ainsi, en augmentant la fréquence d'oscillation à 200 THz (fréquence du

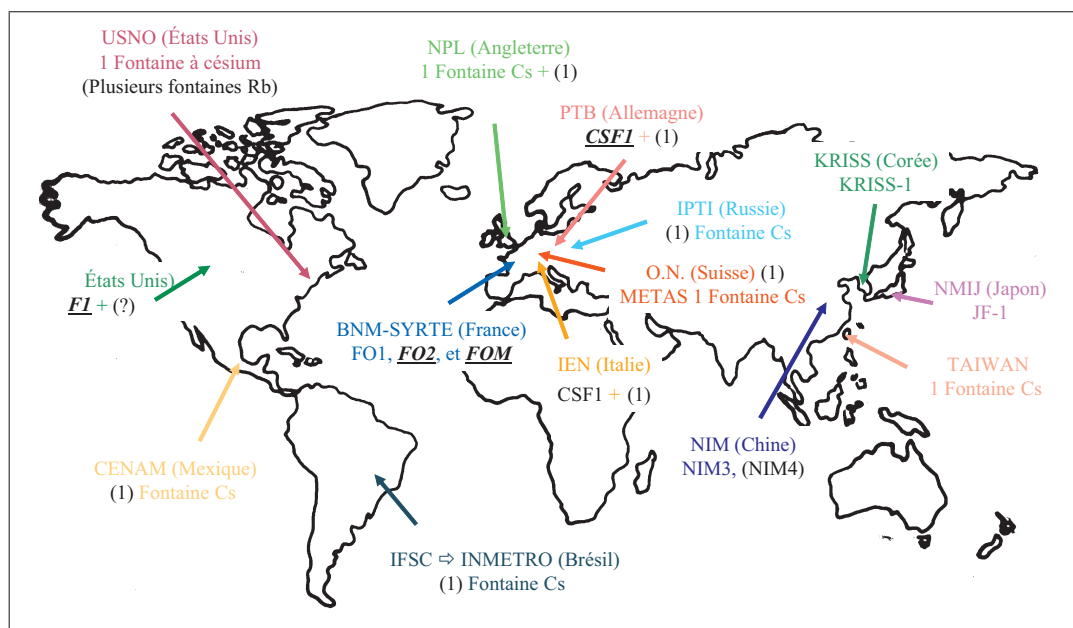


FIG. 1.3 – Implantation mondiale des fontaines à atomes froids refroidis par laser. En italiques et soulignées, sont indiquées les fontaines prises en compte pour établir le TAI, et entre parenthèses, celles en cours de développement

rouge dans le domaine optique), on réduit cette erreur à 2×10^{-15} . L'augmentation de la fréquence de l'horloge a donc pour conséquence l'amélioration du facteur de qualité (rapport entre la fréquence de résonance et la largeur de raie de celle-ci) de la résonance utilisé comme transition de l'horloge.

Des stabilités relatives de fréquence de l'ordre de 10^{-16} pour 1 s de temps d'intégration sont envisagées avec les nouveaux étalons de fréquence optiques basés sur le refroidissement d'atomes ou d'ions par laser, améliorant ainsi de 2 ordres de grandeurs la stabilité de fréquence des étalons micro-ondes actuels.

La mesure de la stabilité de fréquence et de l'exactitude d'une horloge optique requièrent un équipement permettant de raccorder le domaine optique à la micro-onde. Le développement de chaînes de fréquences optiques, basées sur l'utilisation d'un laser femto-seconde, le permet. La fréquence du laser de référence de l'horloge est alors mesurable via le pas du peigne du laser femto-seconde référencé sur un oscillateur local micro-onde. Récemment, le NIST a ainsi démontré des instabilités temporelles de l'ordre de 2×10^{-15} avec son système femto-seconde [25].

Des horloges optiques à ions piégés [26] (mercure, Ytterbium ...) ou à atomes

froids comme le strontium ou le calcium sont en cours de développement dans de nombreux laboratoires de métrologie : LNE-SYRTE, NIST, PTB, NPL, Université de Tokyo, ... Ces horloges affichent d'ores et déjà des stabilités de fréquences remarquable et prometteuses. Nous reportons dans le tableau ci-après, quelques exemples de stabilités relatives de fréquence mesurés sur les horloges de différents laboratoires.

Horloge Calcium (Atome)	NIST / PTB	$\sigma_y(\tau=1s) = 4 \times 10^{-15}$
Horloge Mercure (Ion)	NIST	$\sigma_y(\tau=1s) 7 \times 10^{-15}$
Horloge Strontium (Atome)	LNE-SYRTE	$\sigma_y(\tau=1s) 2,5 \times 10^{-14}$
Horloge Ytterbium (Ion)	PTB	$\sigma_y(\tau=1s) 6 \times 10^{-15}$

1.4 Références de fréquence et oscillateur local du LNE-SYRTE

Différentes fontaines à atomes froids refroidis par laser sont soit en développement ou opérationnelles au LNE-SYRTE. Le LNE-SYRTE dispose actuellement deux fontaines atomiques à atomes de césium dont l'une permet un fonctionnement combinant à la fois les atomes de césium et de rubidium : FO1 et FO2. Des stabilités relatives de fréquence remarquables de $2 \times 10^{-14} \tau^{\frac{1}{2}}$ ont été montrées avec une exactitude de fréquence dans la gamme des 10^{-16} . Une troisième fontaine à césium (FOM), dite mobile, dérivant du prototype d'horloge spatiale PHARAO est opérationnelle. Cette horloge présente une stabilité de fréquence de l'ordre de $10^{-13} \tau^{\frac{1}{2}}$. Du fait de sa mobilité, cette horloge peut servir de référence locale et peut directement être comparée à une autre fontaine à atomes froids. Ce fut le cas lors d'une campagne de mesures réalisées en Allemagne à la PTB.

Au LNE-SYRTE, l'oscillateur local [27] délivrant le signal de référence pour les expériences du laboratoire et à partir duquel le signal d'interrogation des atomes est généré combine un MASER à hydrogène et un OCRS. Cette oscillateur délivre un signal à 1 GHz, synthétisé de la manière suivante (figure 1.4)[28].

A partir du fonctionnement libre de l'OCRS du LNE-SYRTE, à une fréquence de 11,932 GHz, un signal micro-onde à une fréquence de 11,98 GHz est produit par verrouillage de phase d'un oscillateur à résonateur diélectrique grâce à un synthétiseur digital (DDS : Direct Digital Synthesizer). Ce signal est légèrement accordable et recopie les performances de l'oscillateur cryogénique. Afin de transférer le bas bruit de phase et la haute stabilité de fréquence de l'OCRS, il est nécessaire de réaliser une chaîne de synthèse de fréquence permettant la génération d'un signal à une fréquence plus basse comme 1 GHz. Une SRD produit un peigne de fréquence dans le domaine micro-onde, à partir du signal délivré par un oscillateur à ondes de surface à 1 GHz. L'écart entre chaque raie est égal 1 GHz. Par filtrage passe-bande, seule la 12ième harmonique est conservée. Ce signal à 12 GHz est mélangé en fréquence avec le si-

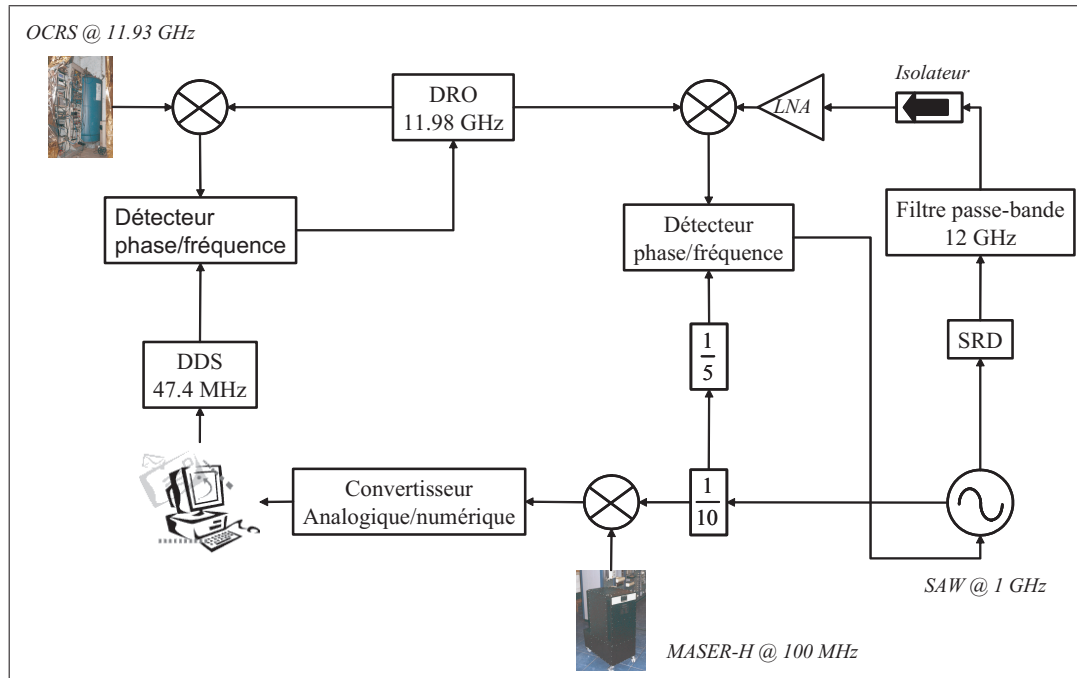


FIG. 1.4 – Oscillateur local du LNE-SYRTE délivrant un signal de référence synthétisé à 1 GHz, combinant les performances d’un OCRS et d’un MASER à hydrogène

gnal produit par le DRO à 11,98 GHz. Le battement obtenu à 20 MHz est comparé en phase avec le signal du SAW à 1 GHz et divisé en fréquence d’un facteur 50. Le résultat de la comparaison est un signal d’erreur permettant d’asservir le SAW sur le DRO. La dérive en fréquence de l’OCRS sur des temps longs est corrigée à l’aide d’un MASER. Pour ce faire, le signal à 1 GHz est divisé par 10 et comparé au 100 MHz du MASER à hydrogène. Le signal d’erreur est converti en signal numérique pour être traité par ordinateur afin de piloter un DDS. Ce dernier permet d’asservir le signal de l’OCRS et donc le signal à 1 GHz pour des constantes de temps de 1000 s.

Un signal oscillant à 1 GHz et montrant les performances présentées sur les graphiques des figures 1.5 et 1.6 est alors produit.

Par ailleurs, deux horloges optiques sont également en cours de développement. La première opère avec des atomes de strontium et la seconde, des atomes de mercure. L’horloge optique à strontium a déjà permis de délivrer un signal d’horloge stable à $2.5 \times 10^{-14} \tau^{\frac{1}{2}}$. La stabilité de fréquence de cette horloge est principalement dégradée par le faible nombre d’atomes détecté et limitée par le laser ultra-stable de référence utilisé pour l’interrogation des atomes. Peu d’efforts devraient permettre d’atteindre prochainement des stabilités de fréquence de l’ordre de quelques 10^{-15}

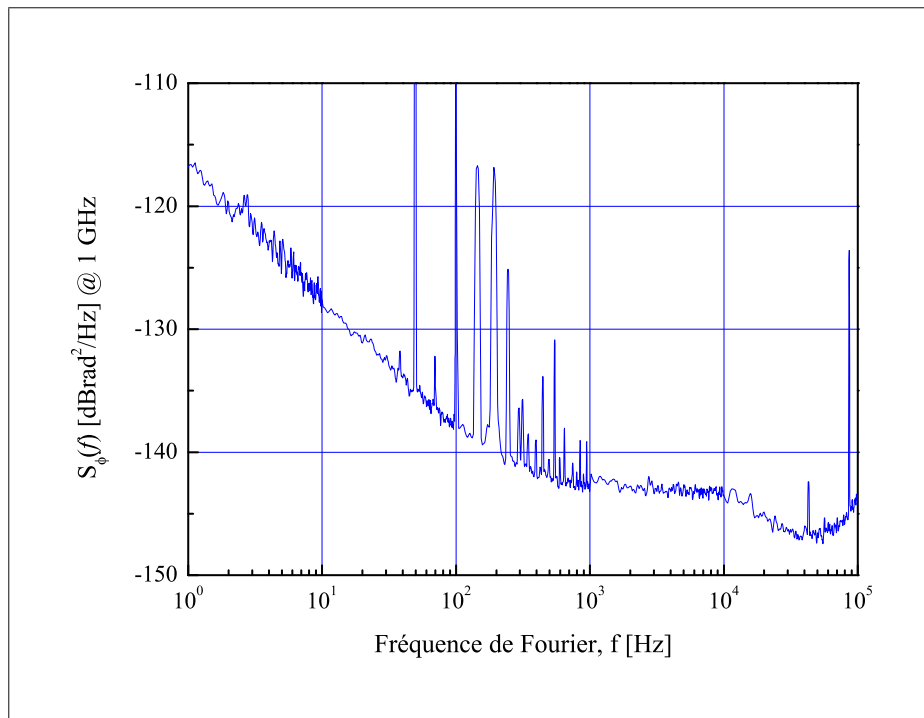


FIG. 1.5 – Densité spectrale de bruit de phase du signal délivré à 1 GHz

$$\tau^{\frac{1}{2}}$$

1.5 État de l'art des comparaisons Temps-Fréquence

Dans cette partie, nous nous intéresserons uniquement au transfert de temps et aux comparaisons d'horloges entre laboratoires distants, domaines dans lesquels une liaison optique démontre son intérêt.

Actuellement, les comparaisons d'horloges sont réalisées à l'aide de satellites comme la constellation GPS (Global Positioning Satellite) ou par satellites de télécommunications dédiés dans le cas du TWSTFT (Two-Way Satellite Time and Frequency Transfer).

1.5.1 Comparaison longues distances par GPS

Description du GPS

Le GPS dédié principalement au positionnement et à la cartographie est l'un des moyens de transfert de temps et de fréquence le plus couramment utilisé par les laboratoires de métrologie Temps-Fréquence pour la comparaison d'horloges ato-

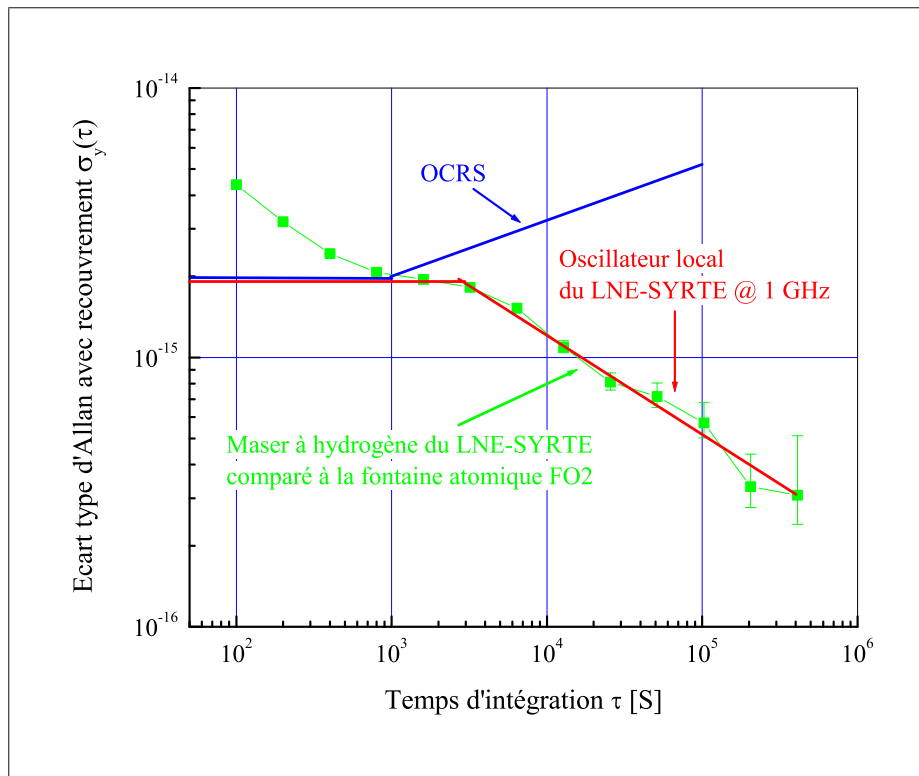


FIG. 1.6 – Courbe de stabilité de fréquence de l’oscillateur local du LNE-SYRTE produisant le signal de référence à 1 GHz

miques ou plus globalement par la plupart des utilisateurs demandeurs de références de temps ou de fréquence pour leurs applications.

Le GPS est constitué d’une constellation de 24 satellites gravitant autour de la Terre à une altitude de 20 000 km, sous contrôle de l’USDOD (United States Department of Defense). L’ensemble des satellites est réparti suivant 6 plans, inclinés de 55° par rapport à l’équateur. Chaque satellite a une période orbitale de l’ordre de 12 heures permettant ainsi la visibilité d’un même satellite 2 fois par jour.

2 signaux radiofréquences sur 2 porteuses différentes sont émis par chaque satellite : L_1 à 1,57542 GHz et L_2 à une fréquence de 1,2276 GHz. Ces signaux sont modulés par un code pseudo-aléatoire (PRN : Pseudo Random Noise) différent pour chaque satellite, permettant l’identification du satellite considéré lors de la réception des signaux radiofréquences. Deux types différents de codage sont utilisés :

- C/A (Coarse Acquisition) avec un débit de 1023 chips/ms

- P (Precision) avec un débit de 12 230 chips/ms permettant ainsi d'améliorer la stabilité du système du fait de sa fréquence 10 fois plus élevée que dans le cas du code C/A

Une horloge Rubidium ou Césium, voire la combinaison des deux est embarquée à bord du satellite, afin de délivrer le signal de référence pour la synthèse des signaux radio-fréquences et la synchronisation du signal de codage. Ces horloges sont contrôlées au sol et référencées sur l'échelle de temps UTC, maintenue par l'USNO (United States Naval Observatory).

L'équipement au sol est, quant-à lui, composé d'un récepteur plus ou moins complexe permettant de démoduler le signal reçu afin de fournir soit un signal de référence, typiquement à une fréquence de 5 ou 10 MHz, soit un signal pps de synchronisation ou les deux.

Méthodes de comparaison

Comparaison par vue commune

La méthode par vue commune est la plus déployée pour la comparaison d'oscillateurs ou d'horloges, localisés dans des endroits géographiques différents. En effet, à la différence d'une mesure qui compare l'horloge au GPS, la méthode par vue commune permet directement de comparer les 2 oscillateurs ou horloges directement. Le satellite sert alors simplement d'émetteur vers chacun des laboratoires effectuant la comparaison de leurs horloges (cf. : figure 1.7). Les deux horloges, A et B, sont alors mesurés par rapport à chaque récepteur GPS. Le satellite est en vue commune pour les 2 récepteurs ce qui signifie que le même signal issu du satellite est perçu par les deux récepteurs. En utilisant le système de code P, modulant les deux porteuses radiofréquences, il est ainsi possible d'annuler la contribution de la ionosphères par combinaison linéaires entre les deux signaux modulés L_1 et L_2 . Chaque récepteur compare alors le signal reçu à l'horloge considérée :

$$\begin{aligned} x_A(t) &= \text{Horloge A}(t) - \text{Temps GPS}(t) \\ x_B(t) &= \text{Horloge B}(t) - \text{Temps GPS}(t) \end{aligned} \quad (1.1)$$

Par soustraction des deux signaux précédents, il est donc possible d'avoir directement accès à la différence temporelle entre les deux horloges comparées et d'en évaluer leurs performances :

$$x_A(t) - x_B(t) = \text{Horloge A}(t) - \text{Horloge B}(t) \quad (1.2)$$

Mesure Phase GPS

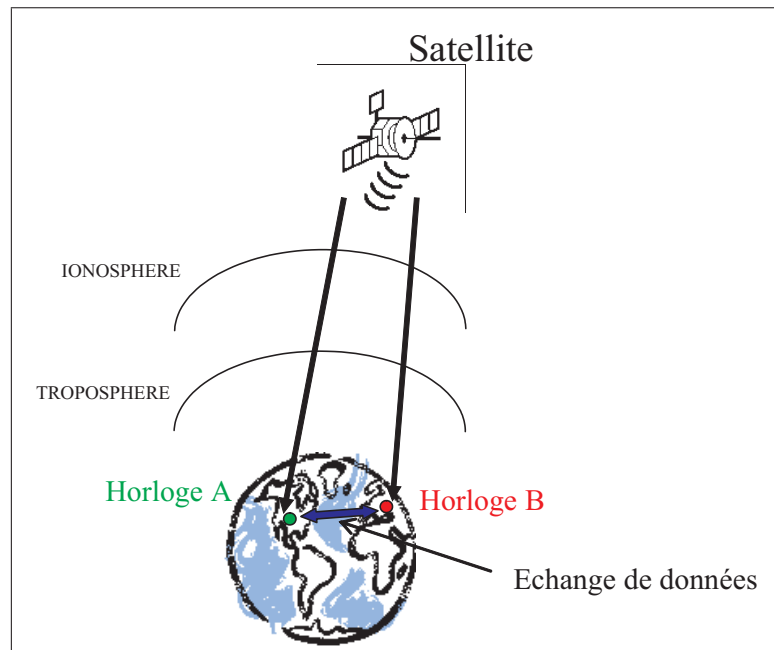


FIG. 1.7 – Principe de la comparaison d’horloge par vue commune

Par opposition à la méthode précédente, basé sur la génération d’un signal de synchronisation à partir de la démodulation du signal reçu codé, cette méthode utilise directement la phase de signal émis. Opérant à une fréquence 1000 fois plus élevée que le code C/A ou P, la résolution de la mesure effectuée par cette méthode est largement accrue. Cependant, cette méthode nécessite un post-traitement des données afin de prendre en compte les effets du milieu traversé (ionosphère et troposphère). Même si un fort gain en terme de mesure de la stabilité relative de fréquence de l’horloge est réalisé, l’évaluation de son exactitude requiert toutefois une analyse à l’aide des porteuses radiofréquences codées.

1.5.2 TWSTFT : Two-Way Satellite Time and Frequency Transfer

Le TWSTFT est actuellement l’un des moyens de comparaison d’horloges les plus précis. La haute exactitude est obtenue en échangeant simultanément des signaux micro-ondes émis par chacun des utilisateurs, via un satellite de télécommunication. Si l’on suppose que les chemins parcourus par les deux signaux sont les plus réciproques possibles, il est possible d’annuler les délais de propagation. De ce fait, cette technique de transfert et de comparaison ne nécessite aucune connaissance, en théorie, sur la localisation des laboratoires ou des horloges comparés. Dans la pratique, ce n’est pas le cas du fait de l’effet Sagnac [29], introduit par la rotation de la Terre. La figure 1.8 est un schéma de principe de la comparaison d’horloges utilisant la

technique TWSTFT.

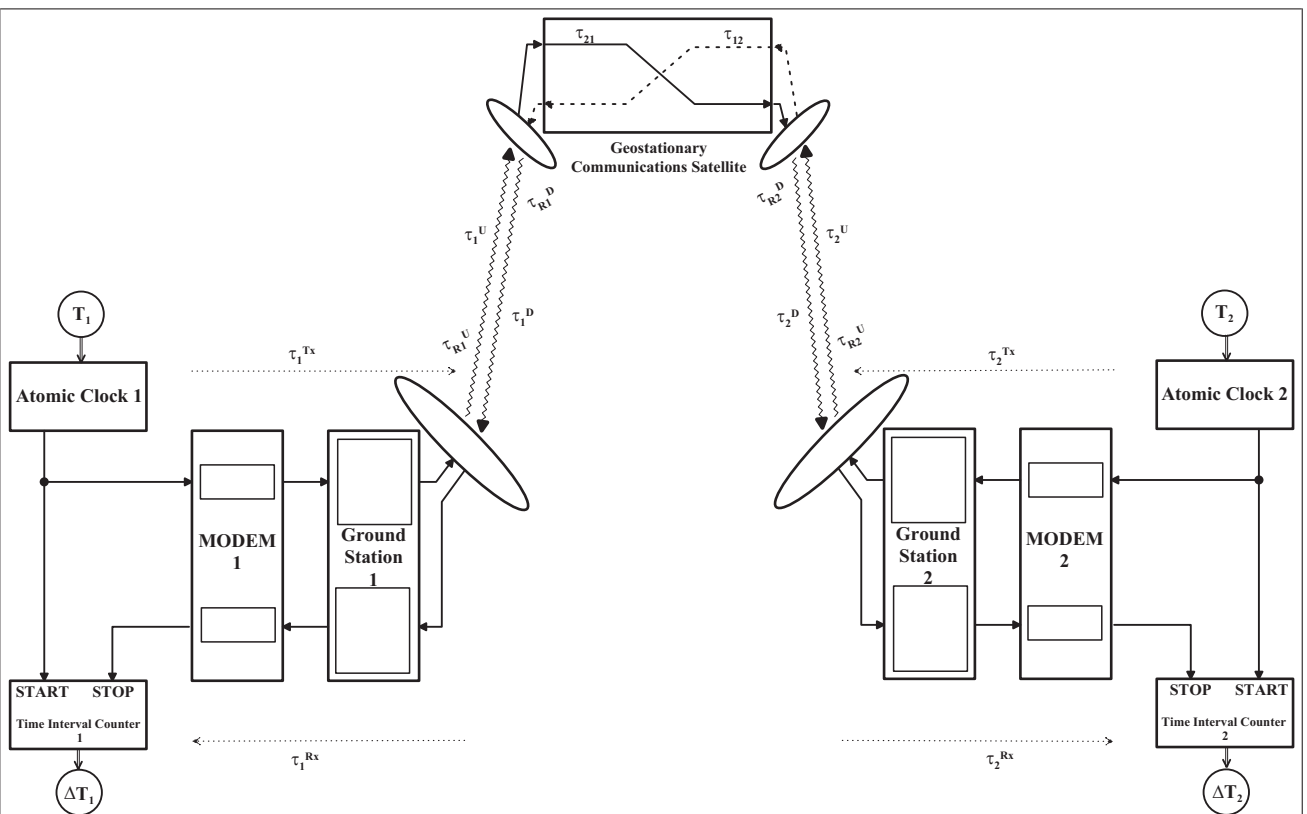


FIG. 1.8 – Schéma de principe de la comparaison d'horloges utilisant la technique TWSTFT

La différence de temps entre les deux horloges considérées est donnée par les équations suivantes :

$$T_1 - T_2 = \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{2} + \frac{\Delta\tau}{2} \quad (1.3)$$

$$\Delta\tau = \Delta\tau_{TR} + \Delta\tau_{UD} + \Delta\tau_{SAT} + \Delta\tau_R$$

où ΔT_1 et ΔT_2 représentent la mesure des variations temporelles entre les stations 1 et 2, incluant les délais de propagation entre les 2 stations.

$\Delta\tau_{TR}$ représente les délais induits par l'équipement au sol à la fois en émission et en réception. Il est possible d'avoir une évaluation relativement exacte de ce paramètre par calibration à l'aide d'une station mobile, localisée au même endroit que la station à caractériser. De ce fait, l'effet Sagnac est annulé de part la collocation des deux stations, ainsi que les délais de propagation vers le satellite, par réciprocité de parcours. Le temps mesuré entre les 2 horloges, fixe et celle de l'unité mobile, est alors directement proportionnel au délai de l'équipement sol des deux stations. En comparant la mesure effectuée par la station mobile, on obtient une calibration précise de la station sol et donc du terme $\Delta\tau_{TR}$.

$\Delta\tau_{UD}$ correspond aux temps de propagation atmosphériques, directement reliés à l'indice des milieux traversés. Dans le cas de la troposphère, la modification de l'indice de réfraction est due aux conditions climatiques (température, humidité, pression atmosphérique ...), rendant ainsi une complète indépendance par rapport au choix de la fréquence du signal émis. Aucune correction ne sont nécessaires du fait de la réciprocité des parcours des signaux émis et reçus. En ce qui concerne la ionosphère, les effets dépendent comme le carré de la fréquence d'opération et nécessitent des corrections, à l'exception du segment intra-européen, opérant à la même fréquence pour les deux voies de la comparaison.

τ_{SAT} inclue la différence de temps de propagation entre le signal montant et descendant dues au satellite de télécommunication.

τ_R est induit par l'effet Sagnac provenant de la rotation de la Terre et modifiant le chemin parcouru par chacune des deux ondes.

1.5.3 T2L2 : Transfert de Temps par Lien Laser

Le projet T2L2 [30] est une expérience de transfert de temps à très haute résolution, menée par le CNES et l'Observatoire de la Côte d'Azur. Pour permettre le suivi et la comparaison d'horloges situées dans l'espace ou au sol, un lien optique en espace libre est utilisé. Il consiste en la transmission et la datation d'impulsions lasers entre les horloges.

L'horloge terrestre et l'horloge spatiale sont liées à une station de télémétrie laser et à une instrumentation spatiale embarquée. La connaissance des dates de départs, d'arrivée à bord du satellite et le temps de propagation d'un aller-retour des impulsions lasers émise de la station vers le satellite, il est possible de calculer le décalage entre les deux horloges. Ce décalage χ est calculé grâce à la relation suivante :

$$\chi = \frac{t_d + t_r}{2} \times t_b + \tau_{\text{relativité}} + \tau_{\text{atmosphère}} \quad (1.4)$$

où t_d est la date de départ de la station sol, t_b la date d'arrivée à bord du satellite, t_r la date de retour de l'impulsion au sol et $\tau_{\text{relativité}}$, $\tau_{\text{atmosphère}}$ les temps de propagation liés respectivement à la rotation de la Terre et à l'atmosphère.

En menant l'expérience avec plusieurs stations au sol, il est possible de réaliser un transfert de temps entre les différentes stations (figure 1.9). Ceci signifie que le satellite ne joue que le rôle de relais. Dans ce cas, la stabilité de l'horloge embarquée à bord du satellite ne joue guère d'importance.

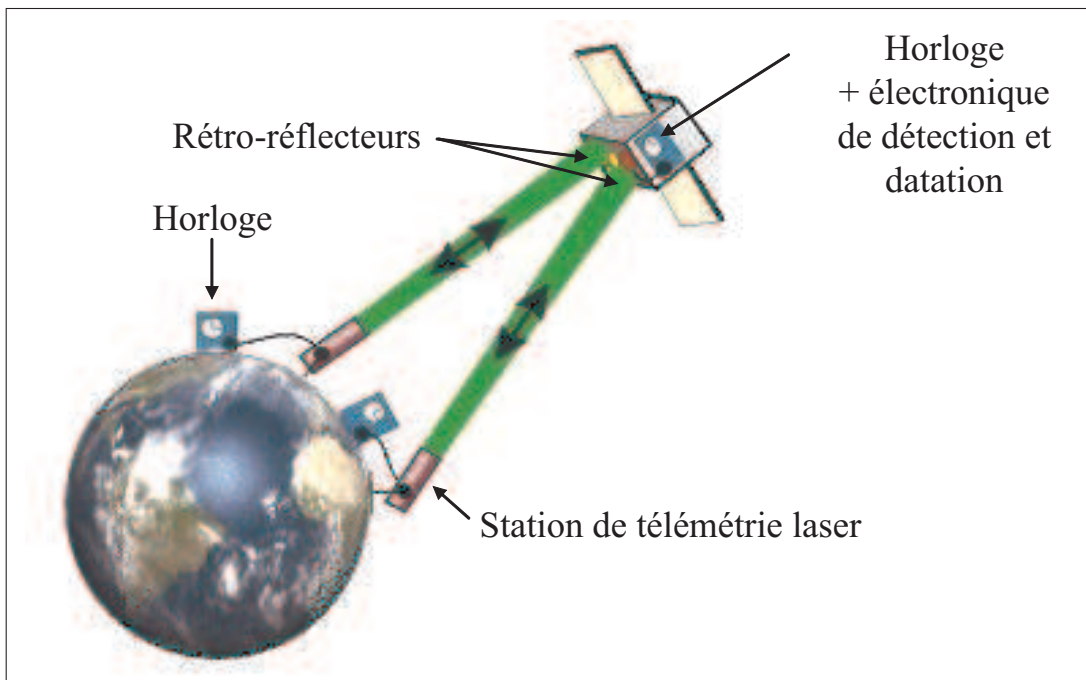


FIG. 1.9 – Schéma de principe du transfert de temps par la méthode T2L2

1.5.4 Comparaison et limitations des systèmes actuels

Le graphique suivant représente les stabilités relatives de fréquences de mesures obtenues à la fois en utilisant le GPS code P3, méthode développée par [31] et le TWSTFT dans le cadre de comparaison d'horloges et de transfert de temps.

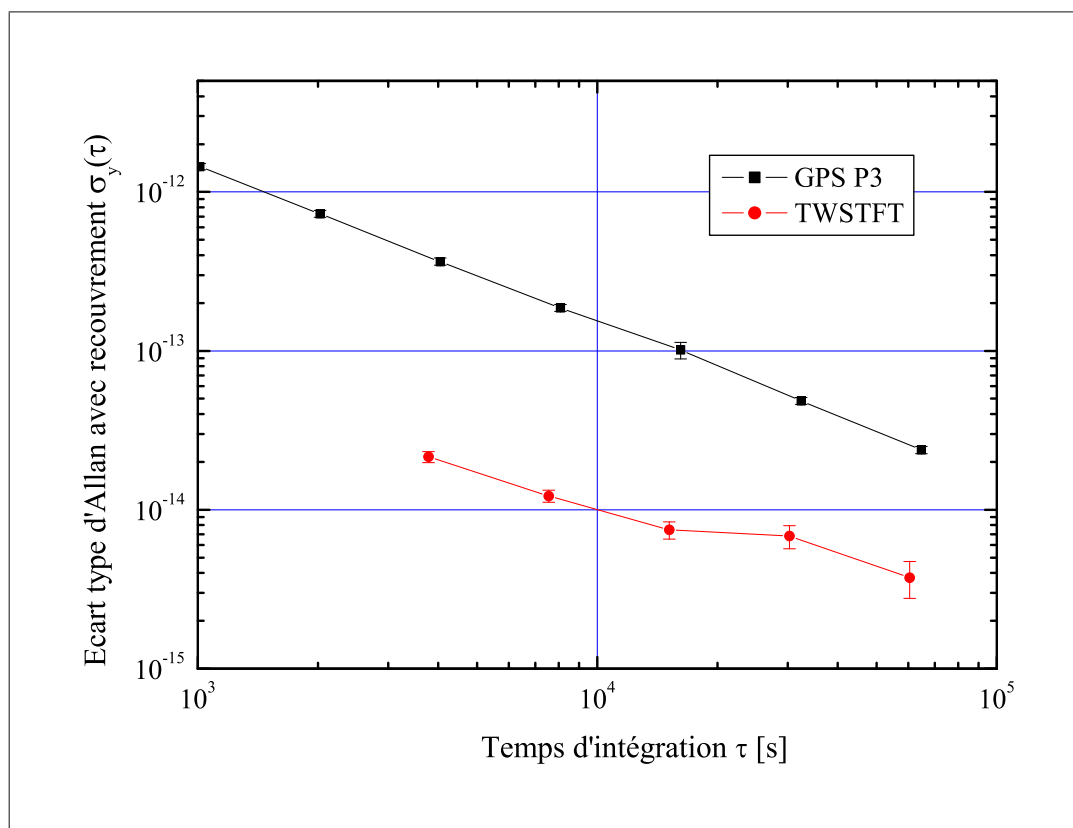


FIG. 1.10 – Stabilités relatives de fréquence des systèmes de comparaison GPS et TWSTFT

Ces mesures sont à comparer avec l'expérience T2L2 qui présente une stabilité de fréquence de $4 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ pour des temps d'intégration $\tau \geq 10000$ s. Les mesures effectuées par GPS ou TWSTFT sont résolues au mieux à 10^{-15} pour un temps d'intégration d'une journée. Dans tous les cas, la résolution obtenue est insuffisante pour l'évaluation des performances ultimes des étalons de fréquence, qu'ils opèrent dans le domaine micro-onde ou optique (figure 1.10) [32]. Il faudrait alors envisager une amélioration conséquente des équipements placés en orbite. C'est une solution relativement complexe et coûteuse. Par ailleurs, ces méthodes basées sur l'utilisation de satellites de télécommunication non-géostationnaires, présentent l'inconvénient de n'être accessibles que dans une plage horaire dépendant de la visibilité du satellite.

Pour un certain nombre d'applications de physique fondamentale, disposer d'un signal de référence présentant à la fois une bonne stabilité de fréquence à court-terme et à long-terme est nécessaire. Ce n'est pas le cas ici. Il semble donc utile de développer un nouveau moyen de comparaison d'horloges ou de distribution de signaux de référence entre laboratoires ou structures distantes jusqu'à une centaines de kilomètres [18], [19], [20]. Ce développement est d'autant plus justifié par l'évolution des performances des étalons primaires de fréquence et le développement des horloges optiques.

Chapitre 2

Lien optique en espace libre

Une des principales limitations dans les fontaines atomiques, est l'accélération de la pesanteur jouant à la fois sur la vitesse des atomes et sur leur trajectoire. Différents projets de faire fonctionner des horloges en microgravité, à bord de la Station Spatiale Internationale ont été proposés (ACES (Atomic Clock Ensemble in Space), PARCS (Primary Atomic Reference Clock in Space), SUMO(Superconducting Microwave Oscillator)). Par exemple, les objectifs scientifiques de la mission européenne ACES sont de différents ordres :

- Réaliser une horloge avec une largeur de raie dix fois plus petite que sur Terre,
- Disséminer une échelle de temps ultra-stable avec une couverture mondiale afin de permettre la comparaison d'horloges au sol avec une stabilité de l'ordre de 10^{-16} ,
- Réaliser de nouveaux tests de la relativité générale avec un gain d'un facteur 25 sur la mesure du décalage vers le rouge (effet Einstein) et un gain d'un facteur 10 sur la recherche d'une éventuelle anisotropie de la vitesse de la lumière,
- Rechercher une éventuelle dérive en fonction du temps de la constante de structure fine α au niveau de quelques 10^{-17} par année. Ceci correspondrait à une amélioration d'un facteur 100 par rapport aux mesures de laboratoire actuelles.

Il est intéressant de pouvoir comparer à bord de la station, les horloges présentes et de connecter les expériences entre-elles. L'absence de connexion direct par câble ou par fibre fait qu'il est nécessaire de développer un nouvel outil de transfert et de comparaison.

La réalisation d'un lien optique en espace libre est né dans le cadre de ce projet. Il consiste à distribuer des signaux de références à 100 MHz, en espace libre, entre deux modules d'ISS. Cette distribution comprend un dispositif permettant de compenser les variations de phases induites sur le signal dissimulé. Nous présentons ici l'étude

de ce système ainsi que les résultats obtenus. Certaines considérations concernant le bruit sont communes à la distribution de fréquence par fibres optiques ; celles-ci seront donc détaillées plus loin dans ce manuscrit.

2.1 Principe et objectif

L'objectif de cette étude est de transférer des signaux métrologiques à une fréquence de 100 MHz, avec une stabilité relative de fréquence $\Delta\nu/\nu$ de l'ordre de 10^{-14} pour une seconde de temps d'intégration. Ceci est équivalent à un bruit de phase de :

$$S_\phi(f) \approx 10^{12}f^{-1} + 10^{14}f^0 \text{ [rad}^2\text{/Hz]} \text{ à } 100 \text{ MHz} \quad (2.1)$$

Le système doit à la fois être tolérant aux déplacements angulaires et aux erreurs d'alignement des différents modules optiques. On considère une distance entre points d'attaches, sur chacun des modules expérimentaux, de l'ordre de 10 à 30 mètres. On admet un désalignement entre les deux modules de l'ordre de ± 50 cm. Ceci correspond à une tolérance α :

$$\alpha = \arctan(d/L) = \arctan\left(\frac{50 \times 10^{-2}}{30}\right) \approx 16 \text{ mrad} \quad (2.2)$$

où L est la distance entre les deux modules et d la distance entre les deux axes optiques.

Pour s'affranchir partiellement des problèmes d'alignements, les faisceaux optiques émis sont divergents et du fait des distances considérées et d'une tolérance de 20 mrad, une divergence de 10 mrad est suffisante pour être certain de couvrir le module de réception.

Par vibrations mécaniques (activité à bord de la station, arrimage d'un navette ...) ou fluctuations thermiques de l'environnement, le chemin optique entre l'émetteur et le récepteur fluctue dans le temps. Ces variations, converties en bruit de phase, sont corrigées à l'aide d'un système à deux voies permettant l'évaluation du bruit ajouté et sa compensation. La divergence des faisceaux et la détection puis focalisation sur l'optique de détection sont réalisées à l'aide de télescopes. Au niveau du système bidirectionnel, chaque couple émetteur/récepteur est mécaniquement solidaire afin de minimiser les erreurs de phase commises lors des chemins non-réciproques (ne faisant pas partis de la distribution proprement dite, comprise entre les deux télescopes) et d'assurer une bonne stabilité mécanique des systèmes.

Les distances sont importantes. Ainsi en laboratoire, la caractérisation et l'évaluation de la méthode, ont été réalisées à partir d'un prototype du système de distribution

à échelle 1/3. Nous donnons le schéma général de principe du lien optique en espace libre sur la figure 2.1.

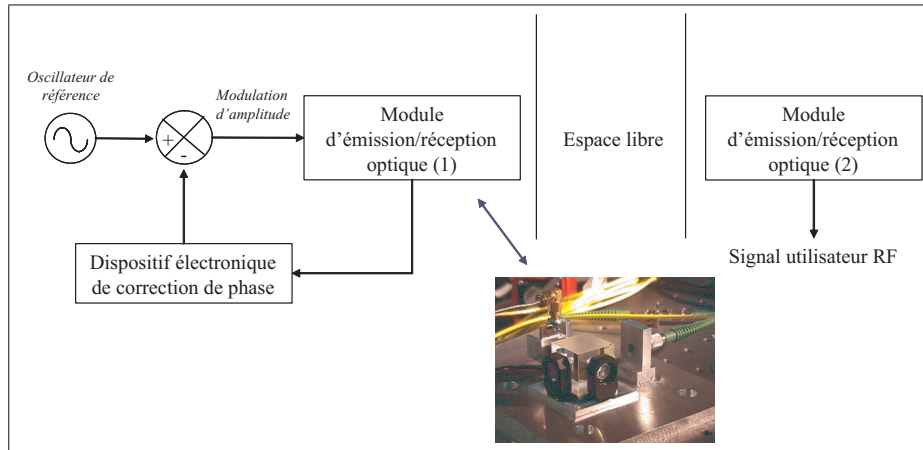


FIG. 2.1 – Schéma de principe du lien optique ultra-stable en espace libre

L'oscillateur de référence est utilisé comme générateur électrique pour le signal de modulation d'une diode laser fibrée de type DFB, émettant dans les longueurs d'onde des télécommunications. Une optique permet d'émettre un faisceau divergent dont une partie est collectée, à l'extrémité du lien optique, par une lentille. Le faisceau est focalisé sur une photodiode générant un courant dont la fréquence est celle de l'oscillateur de référence. Une partie de ce signal module une seconde diode laser, dont le signal est renvoyé vers l'émetteur de référence, à l'aide d'un dispositif identique au premier. Ceci permet d'amplifier le rapport et de conserver un rapport signal-à-bruit correct après une aller-retour. Un dispositif électronique radiofréquence, composé de mélangeurs de fréquences, de comparateurs de phase et de boucles à verrouillage de phase, permet la mesure du bruit de phase accumulé lors du transfert entre les deux modules d'émission/réception et d'appliquer des corrections de phase sur le signal de modulation du système d'émission de référence.

2.2 Modules optoélectroniques

2.2.1 Considérations générales

Ainsi pour compenser les fluctuations de phase introduites le long du parcours, il est donc nécessaire de disposer d'un système bidirectionnel. Les deux voies de distribution doivent être symétriques et chaque dispositif d'émission/réception optique solidaire, afin de minimiser les erreurs de phase entre les deux chemins optiques.

Pour garantir les tolérances angulaires et d'alignement ainsi que le rapport signal à bruit en détection, le signal "retour" obtenu par retro-réflexion, sur un miroir semi-transparent par exemple, ne peut être envisagée. Chaque module constituant la partie optoélectronique du système de distribution comporte, par conséquent, une source laser et un photodétecteur. La séparation des faisceaux doit être telle que les pertes d'insertion soient minimales et que l'isolation optique des deux voies soit suffisante afin d'éviter toute détection parasite due à des réflexions ou des fuites optiques entre l'émetteur et le récepteur. Différentes approches ont été abordées pour aller dans ce sens.

Polarisation des signaux optiques

Le signal optique de sortie des diodes lasers est linéairement polarisé. Une première approche consiste à réaliser un système dont les deux voies de distribution sont en polarisations croisées. Cependant, afin d'éviter toute réflexion optique parasite, les différentes optiques sont inclinées de telle sorte à ne pas opérer aux niveaux des différentes optiques, en incidence normale. Dès lors, on observe une forte sensibilité aux fluctuations de polarisation, difficilement contrainable le long du parcours, introduisant une modulation d'amplitude du signal détecté, induite par pertes dépendantes de la polarisation (PDL en anglais). Cette solution, certes pratique, perd vite de son efficacité et peut devenir un élément limitatif en termes de performances du système de distribution.

Séparation des faisceaux en longueur d'onde

L'utilisation de deux longueurs d'ondes différentes permet de différencier correctement les deux voies de la distribution à condition que celles-ci soit spectralement distantes d'une soixantaine de nanomètres afin de disposer de lames séparatrices dichroïques assurant le taux d'extinction nécessaire à l'isolation de chacune des voies. La bande C des télécommunications est alors insuffisante pour générer deux signaux à $1.55 \mu\text{m}$ avec un espacement de 60 nm. Le choix des diodes lasers s'est orienté vers une source opérant à 1550 nm et l'autre à 1310 nm. La différence de temps de propagation due aux indices de réfraction est négligeable.

Finalement, le montage adopté est celui de la figure 2.2. Ce montage est un prototype à échelle réduite du lien optique envisagé. Une distance de 3 mètres sépare chaque module optoélectronique du système de distribution.

Le calcul des focales des différentes lentilles résulte des spécifications requises en termes de mise en forme des faisceaux, d'alignement et de tolérance.

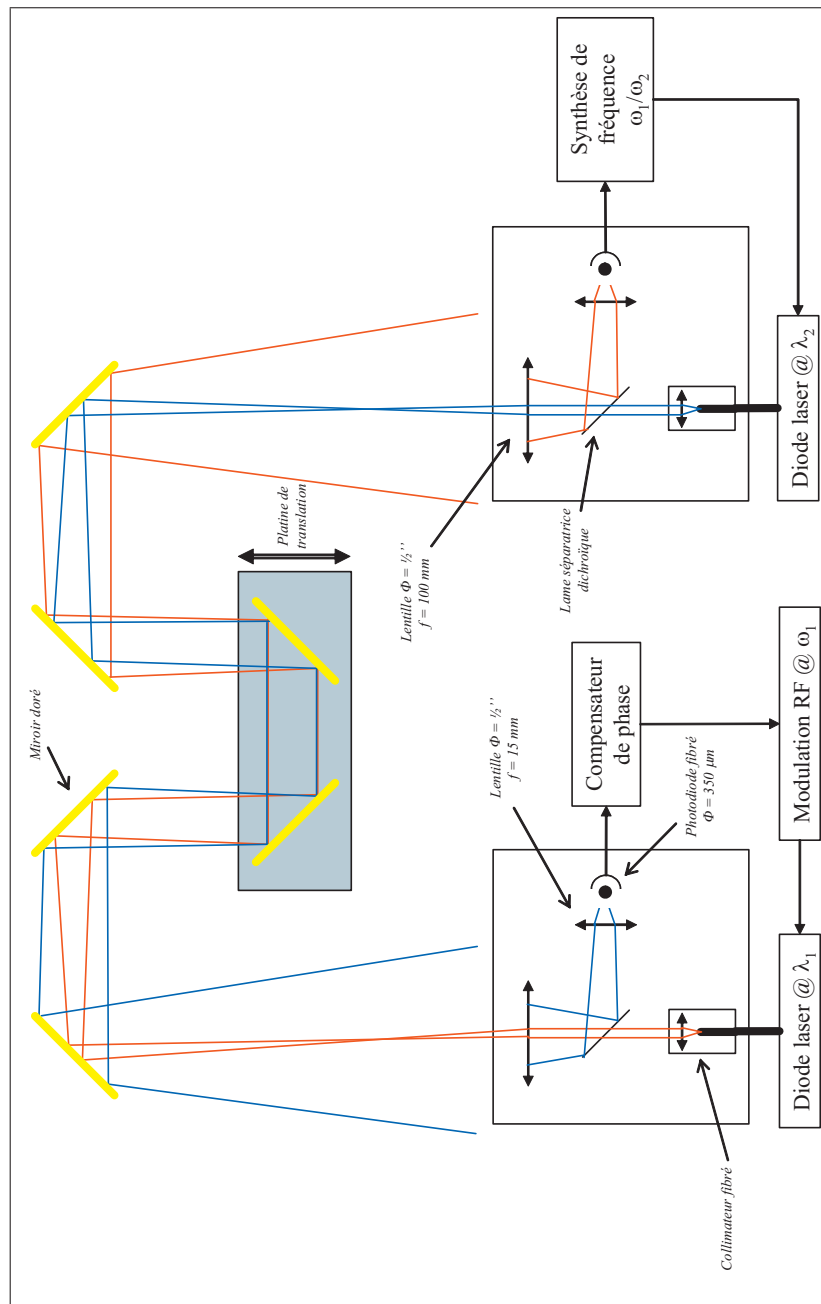


FIG. 2.2 – Schéma du dispositif optoélectronique d'émission et réception des faisceaux optiques, incluant l'optique de mise en forme (l'échelle n'est pas respectée).

Ce prototype permet la simulation des fluctuations de chemin optique à l'aide

d'une platine de translation mécanique.

2.2.2 Acceptance angulaire obtenue

La tolérance angulaire est de 20 mrad. Cette tolérance est déterminée par la distance focale équivalente du télescope (f) et par la dimension de la surface active de détection de la photodiode. La tolérance angulaire (α) est définie par le rapport entre le diamètre (d) de la photodiode et la focale équivalente (f). Cette focale est calculée à partir de la formule de Gullstrand :

$$f = \frac{f_c \times f_f}{f_c + f_f - l} \quad (2.3)$$

où l est la distance séparant la lentille équivalente du télescope, f_f la distance focale de la lentille de focalisation du faisceau sur la photodiode et f_c la lentille de collection du faisceau incident.

f_c est imposée par la divergence du faisceau émis et le diamètre de sortie du faisceau collimaté de la diode laser. La photodiode est choisie avec une surface aussi grande que possible tout en respectant les formats usuels commercialisés et les spécifications en terme de bande passante de détection.

Avec les choix suivants, nous assurons une tolérance angulaires de l'ordre de 22 mrad :

$f_c = 100 \text{ mm}$	$f_f = 15 \text{ mm}$
$l = 20 \text{ mm}$	$d = 350 \text{ } \mu\text{m}$

2.2.3 Module d'émission/réception

Chaque télescope est équipé d'une diode laser DFB et d'un détecteur, composé d'une photodiode de type InGaAs/InP associée à un amplificateur radiofréquence en montage transimpédance.

Afin d'assurer les spécifications requises et en fonction des composants disponibles sur le marché, différentes diodes lasers et photodiodes ont été testées. Une des diodes laser opère à $1,55 \text{ } \mu\text{m}$ et l'autre à 1310 nm . La photodiode présente une surface de détection de $350 \text{ } \mu\text{m}$ et une capacité de $2,2 \text{ pF}$. Elle est montée en série avec un amplificateur transimpédance de large bande. Le système de détection montre un gain transimpédance de 20 dB et une fréquence de coupure de $1,2 \text{ GHz}$, autorisant ainsi la détection de signaux soit à 100 MHz soit à 1 GHz sans modification des modules optoélectroniques.

Nous présentons sur le graphique de la figure 2.3 la densité spectrale de bruit de phase de chaque couple émetteur/récepteur à 1550 nm et à 1310 nm. Cette mesure a été effectuée pour une puissance de sortie de 3 mW et un signal de modulation à 100 MHz d'amplitude 3 dBm. Le faible niveau de modulation et de polarisation de la diode explique le niveau de bruit blanc qui est, dans ce cas peu optimisé. Néanmoins, l'intérêt de la mesure est le comportement du système pour des fréquences de Fourier basses, proches de la porteuse RF, le bruit de phase à 1 Hz ayant un direct impact sur la stabilité relative de fréquence à 1 s de temps d'intégration.

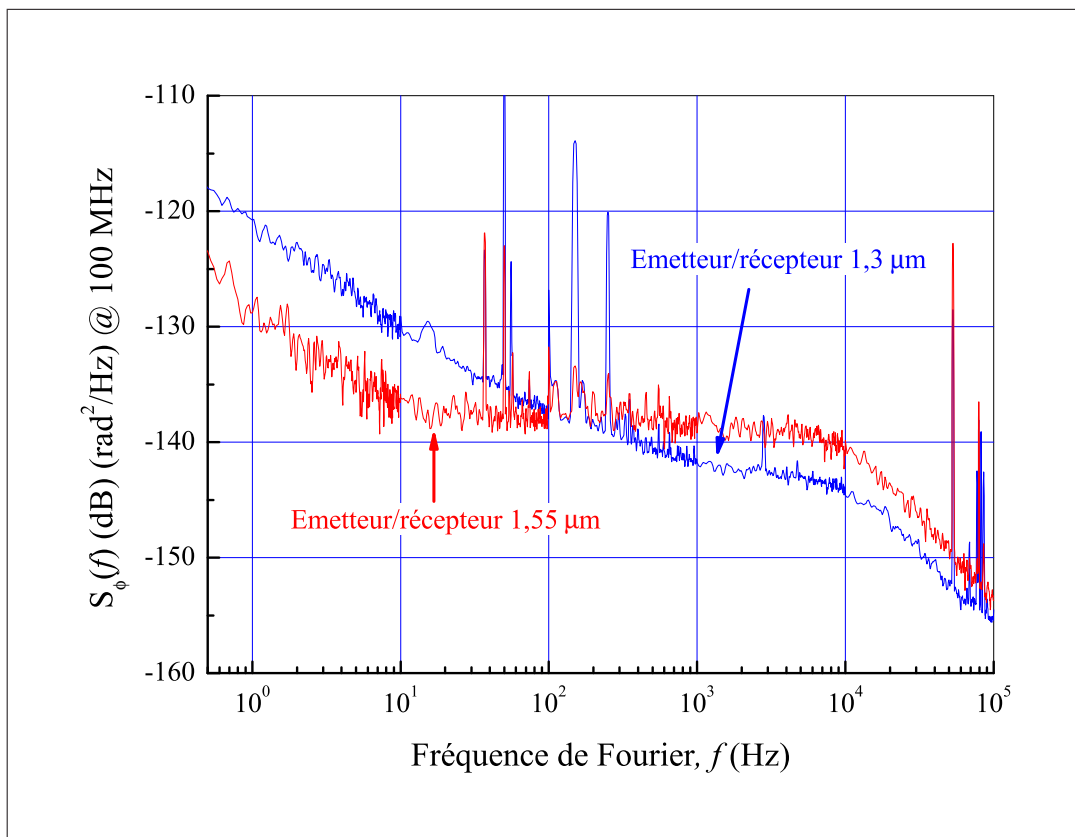


FIG. 2.3 – Densité spectrale de bruit de phase du couple émetteur/récepteur à 1550 nm et à 1310 nm

Les mesures de bruit de phase montrent que le système optique est conforme avec les spécifications, même si le module à 1310 nm n'autorise aucune marge de sécurité. Néanmoins, il est possible d'asservir la diode laser.

2.3 Compensation des fluctuations de phase

Les vibrations mécaniques et les fluctuations thermiques modifient les chemins optiques suivis par les ondes aller et retour du système et donc leurs temps de propagation. Ceci introduit des fluctuations de phase du signal détecté :

$$\Delta\phi = \frac{2 \pi n}{\lambda_{\text{RF}}} \Delta L \quad (2.4)$$

où n est l'indice de réfraction du milieu traversé, λ_{RF} la longueur d'onde RF du signal de modulation et ΔL les fluctuations de chemin optique au cours de la distribution.

2.3.1 Electronique de compensation

Pour compenser les fluctuations de phase résiduelles et éviter toute dégradation des qualités métrologiques des signaux distribués, un système électronique de correction est implémenté. Le principe de la correction de phase sera détaillé plus tard et fera l'objet d'un chapitre. Nous ne présentons ici que le système de correction pour lequel nous avons opté.

Pour éviter les interférences électroniques, des fréquences de modulation différentes pour les deux voies de la dissémination en espace libre sont utilisées. Ces fréquences ne doivent pas être des harmoniques l'une de l'autre pour ne pas obtenir des signaux parasites par mélanges.

La correction de phase, après mesure de la quantité de bruit de phase ajouté après un aller-retour, est effectué par modification de la phase du signal de modulation de l'émetteur principal. Le déphase du signal de modulation est réalisé à l'aide d'un déphaseur électronique asservi tension. Ce déphaseur présente une zone linéaire permettant des corrections de phase de 180 degrés.

La figure 2.4 est le schéma de principe du système de distribution compensé, pour la dissémination de signaux de fréquence 100 MHz. Dans ce dispositif, le signal de retour est différencié du signal de référence émis par décalage en fréquence de 10 MHz du signal de modulation de l'émetteur situé au niveau de l'utilisateur.

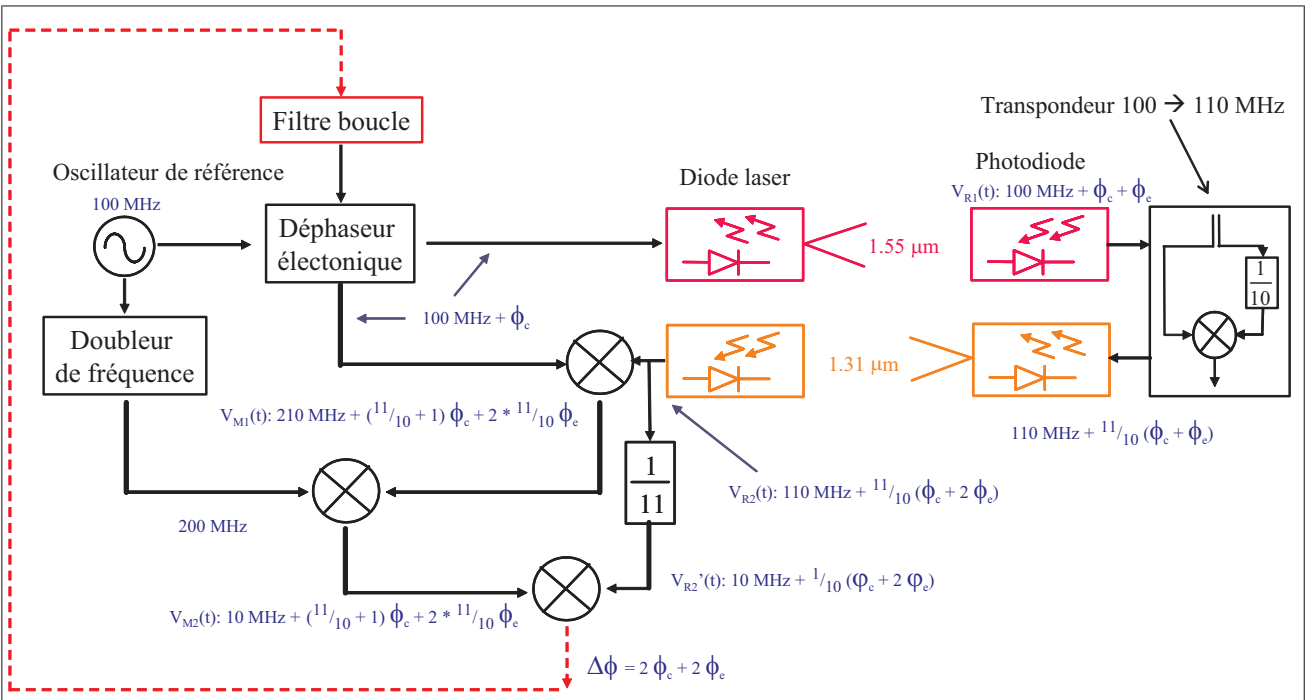


FIG. 2.4 – Schéma de principe du système de distribution bi-fréquence 100/110 MHz, intégrant un dispositif de compensation des fluctuations de phase

2.3.2 Mise en équation

Le principe du lien optique est de transférer un signal métrologique de fréquence $f = 100$ MHz par modulation d'amplitude du courant de polarisation d'une diode laser. Les termes de phase constants liés aux cables et aux temps de réponse des composants ne sont pas pris en compte. De même, nous ne faisons aucune considération concernant les amplitudes des signaux mis en jeu, les pertes d'insertion et l'atténuation optique lors de la propagation en espace libre.

Le signal de référence de pulsation $\omega = 2\pi f$ est déphasé d'un terme de correction ϕ_c . A l'extrémité du lien, le signal détecté est alors proportionnel à :

$$V_{R1}(t) \propto \cos(\omega t + \phi_c + \phi_e) \quad (2.5)$$

ϕ_e représentant les fluctuations de phase introduites lors du transfert en espace libre. Ces fluctuations, dues à des désalignements ou des variations du chemin optique ont également pour causes :

- des variations de la puissance collectée par modification de la taille du faisceau incident,
- des variations au niveau de la focalisation du faisceau sur la photodiode pouvant induire des pertes optiques supplémentaires et des variations de phase par inhomogénéité de la surface du détecteur.

Ces deux phénomènes introduisent une modulation de l'amplitude détectée convertie en bruit de phase. Ce bruit peut à conduire à des erreurs de correction de phase car il n'est pas commun aux deux détecteurs. Pour le compenser, un dispositif de boucle à verrouillage de phase est installé. L'oscillateur contrôlable en tension est alors asservi sur le signal détecté et génère un signal stable en puissance et de fréquence f .

Le signal de modulation de la diode laser de la voie descendante est produit à l'aide d'un transpondeur permettant la synthèse d'un signal à la fréquence $f' = 110$ MHz à partir du signal à 100 MHz. Pour cela, une partie du signal à la fréquence f est prélevé et divisé en fréquence d'un facteur 10. Le signal à 10 MHz, ainsi délivré, est mélangé au signal détecté pour finalement obtenir un signal à la fréquence de 110 MHz :

$$\omega' = \omega \times \left(1 + \frac{1}{10}\right) \quad (2.6)$$

$$\phi' = \left(1 + \frac{1}{10}\right) \times (\phi_c + \phi_e) \quad (2.7)$$

Après un aller/retour, le signal détecté au niveau du module de référence est :

$$V_{R2}(t) \propto \cos\left[\left(1 + \frac{1}{10}\right) \times \omega t + \left(1 + \frac{1}{10}\right) \times \phi_c + \left(2 + \frac{2}{10}\right) \times \phi_e\right] \quad (2.8)$$

Une partie du signal détecté est alors mélangé en fréquence avec le signal de modulation déphasé :

$$V_{M1}(t) \propto \cos\left[\left(1 + \frac{1}{10}\right) \times \omega t + \left(2 + \frac{1}{10}\right) \times \phi_c + 2 \cdot \left(1 + \frac{1}{10}\right) \times \phi_e\right] \quad (2.9)$$

La seconde partie du signal détecté est divisé en fréquence par 11 :

$$V'_{R2}(t) \propto \cos\left[\frac{1}{10} \times (\omega t + \phi_c + 2 \times \phi_e)\right] \quad (2.10)$$

Une conversion de fréquence vers le bas est réalisée à l'aide du second mélangeur de fréquence entre le signal V_{M1} et le signal de référence doublé :

$$V_{M2}(t) \propto V_{M1}(t) \times \cos(2 \times \omega t) \quad (2.11)$$

$$\propto \cos\left[\frac{1}{10} \times \omega t + \left(2 + \frac{1}{10}\right) \times \phi_c + 2 \cdot \left(1 + \frac{1}{10}\right) \times \phi_e\right] \quad (2.12)$$

La comparaison de phase entre V_{M2} et V'_{R2} donne une relation entre la phase introduite par le lien et le déphasage appliqué :

$$\Delta\phi = 2 \times (\phi_c + \phi_e) \quad (2.13)$$

L'asservissement du déphaseur électronique permet d'annuler l'erreur de phase précédente et de réaliser ainsi la compensation des fluctuations de phase introduite lors du parcours de l'onde optique, dans la bande d'asservissement du déphaseur.

2.4 Caractérisation et résultats

2.4.1 Facteur de correction

Mis à part le bruit intrinsèque de l'instrument, le transfert de signaux métrologiques sans dégradation de ses caractéristiques en terme de bruit de phase et de stabilité relative de fréquence, repose sur le facteur de correction de l'appareil. Ce facteur est le reflet des capacités du compensateur de phase à corriger ou à compenser toute perturbation de phase dans une bande de correction donnée.

Si on considère une variation périodique du chemin optique d'amplitude pic à pic égale à 1 mm et de fréquence 1 Hz. Cette variation engendre un bruit de phase de l'ordre de 60 dBc à 1 Hz de la porteuse RF. Pour transférer des signaux avec un niveau de bruit de -120 dB rad^2 à 1 Hz de la porteuse, une réjection de cette

fluctuation de phase de 60 dB, soit un facteur 1000, est nécessaire. On suppose que les fluctuations plus rapides sont d'amplitude moindre. Néanmoins du fait de la structure en f^{-1} du bruit de phase, il est nécessaire de maintenir ce niveau de correction sur toute la bande de correction. Cette bande de correction n'est ici que par la bande passante du déphaseur électronique contrôlable en tension (20 kHz). En effet, le parcours optique étant négligeable, ce n'est donc pas le temps de propagation aller/retour de l'onde qui est un élément limitant.

Le facteur de correction est quantifié par le ratio de la mesure de la différence de phase en boucle ouverte (en l'absence de compensateur) et en boucle fermée (asservissement actif). Cette mesure est effectuée dans deux configurations pour avoir une information du facteur de correction à basses et à hautes fréquences.

Basses fréquences

Dans un premier temps, le système de distribution est testé en présence de fluctuations lentes et grande amplitude. Pour cela, la distance parcourue entre le bloc de référence et le bloc utilisateur est modifiée à l'aide d'un coin de cube placé sur une platine de translation, au milieu du parcours (voir la figure ??). Ainsi, il est possible de réaliser des perturbations parfaitement calibrées, linéaires et reproductibles.

Le bruit de phase du signal de sortie du comparateur de phase est modélisé dans une bande de 0,1 Hz à 10 kHz, en considérant le bruit résiduel intrinsèque du système de distribution :

$$\Delta\phi_{\text{pic à pic}} = 2\sqrt{2} \times \sqrt{\int_{0,1}^{10000} \frac{10^{-12}}{f} + 10^{-14} df} \text{ [rad]} \quad (2.14)$$

Par filtrage du bruit hautes fréquences à environ 10 Hz, des variations de phase d'environ 6×10^{-3} pic à pic sont mesurables. De part le bruit du système, il n'est pas envisageable de mesurer des variations de phase inférieures à 0,03 mrad. La platine de translation permet des mouvements d'amplitude 30 mm ; ce qui revient à un déphase de 60 mrad à 100 MHz. De ce fait, avec ce système de test, la quantification du facteur de correction est limitée à 2000. En pratique, on mesure un facteur 1000.

Hautes fréquences

Pour tester le système face à des perturbations de phase de fréquences comprises entre 1 et 100 Hz, un dispositif de miroir vibrant est utilisé. Le miroir doré positionné sur une céramique piezo-electrique assure un déplacement parallèle à la table du

montage. Ce miroir est inséré le long du chemin optique dans une configuration en oeil de chat, qui requiert des faisceaux incidents collimatés.

La céramique effectue des mouvements d'amplitude $80 \mu\text{m}$ pour une tension de 180 V. La céramique piézo-électrique a une bande passante de 50 Hz. On suppose donc que la réponse du compensateur est constante à hautes fréquences et que le dispositif utilisé est suffisant pour déterminer la réjection du correcteur de phase à hautes fréquences. Cependant, il est difficile d'assurer un mouvement parfaitement linéaire du miroir et aucune déformation mécanique de celui-ci. La conséquence est un défaut de focalisation au centre de la photodiode des modules d'émission/réception après le parcours en espace libre, ce qui se traduit par une modulation de la puissance détectée et donc une dégradation du facteur de correction.

2.4.2 Quantification du facteur de correction

Un facteur de correction de l'ordre de 300 est mesuré, indépendamment de la fréquence de la perturbation de phase appliquée. Cependant, cette valeur dépendant de l'alignement optique et du niveau de la modulation d'amplitude générée.

Afin de vérifier le fonctionnement du compensateur de phase, celui-ci a été soumis à un test sur un lien optique fibré, pour s'affranchir des problèmes de stabilité mécanique et d'alignement. Le lien optique fibré est constitué d'une bobine d'1 km de fibre monomode standard pour les télécommunications optiques. Cette bobine est soumise à des variations de température comprises entre 0°C et 50°C , périodiques avec un temps de réponse d'environ 30 min. Ce qui permet de simuler un déphasage 50 fois plus important qu'avec les deux configurations de tests précédentes. Le niveau de modulation d'amplitude reste le même, du fait des pertes ajoutées dans la fibre par fluctuation de l'état de polarisation de l'onde optique. En effet, le chauffage de la bobine a pour conséquence des déformations locales de la géométrie de la fibre qui rendent la fibre biréfringente et modifient périodiquement la polarisation de l'onde. Ceci entraîne des pertes. Néanmoins du fait des variations de phase de fortes amplitudes, le bruit de phase ajouté par conversion de la modulation d'amplitude en modulation de phase est négligeable.

Les figures 2.5 et 2.6 représentent le déphasage mesuré entre le signal utilisateur et le signal délivré par l'oscillateur de référence, à 100 MHz, en fonction de la température, respectivement en boucle ouverte et en boucle fermée.

Ceci confirme donc la capacité du dispositif électronique à compenser les fluctuations de phase externes avec un facteur de correcteur de quelques milliers. Les performances du compensateur de phase sont directement liées au niveau de modulation d'amplitude généré par défaut d'alignement du dispositif optique.

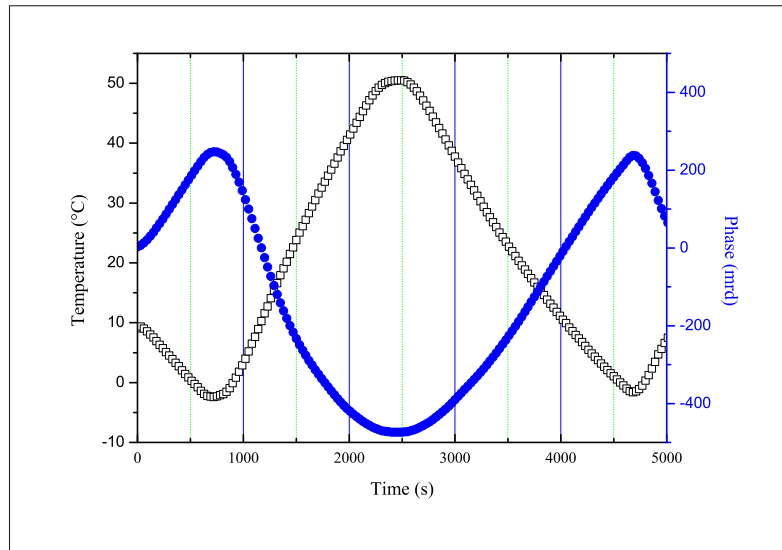


FIG. 2.5 – Mesure des fluctuations de phase entre l'émetteur et le récepteur en boucle ouverte

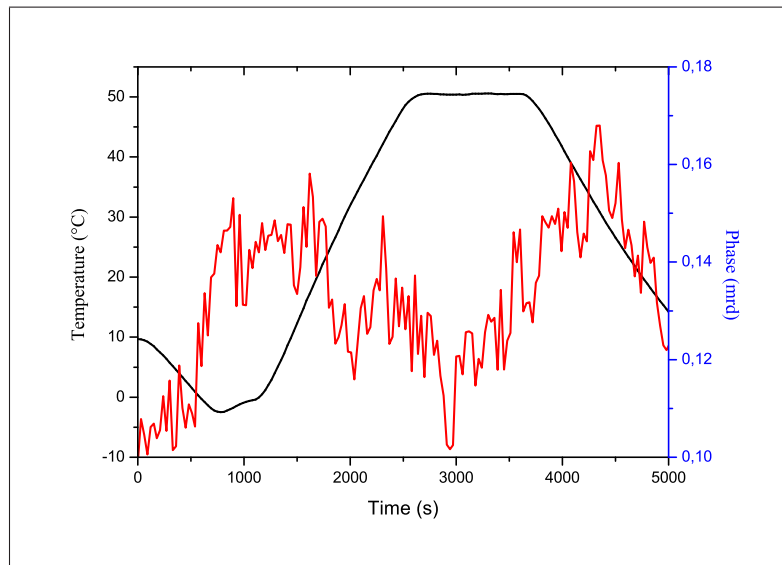


FIG. 2.6 – Mesure des fluctuations de phase entre l'émetteur et le récepteur en boucle fermée

2.4.3 Bruit de phase et stabilité de phase

La mesure de la densité spectrale de bruit de phase du système complet de distribution (compensateur électronique et dispositif optoélectronique d'émission/réception)

montre que les objectifs sont atteints en termes de bruit, assurant ainsi la possibilité de transférer un signal métrologique à la fréquence de 100 MHz avec une stabilité relative de fréquence de 10^{-14} sur la seconde (figure 2.7).

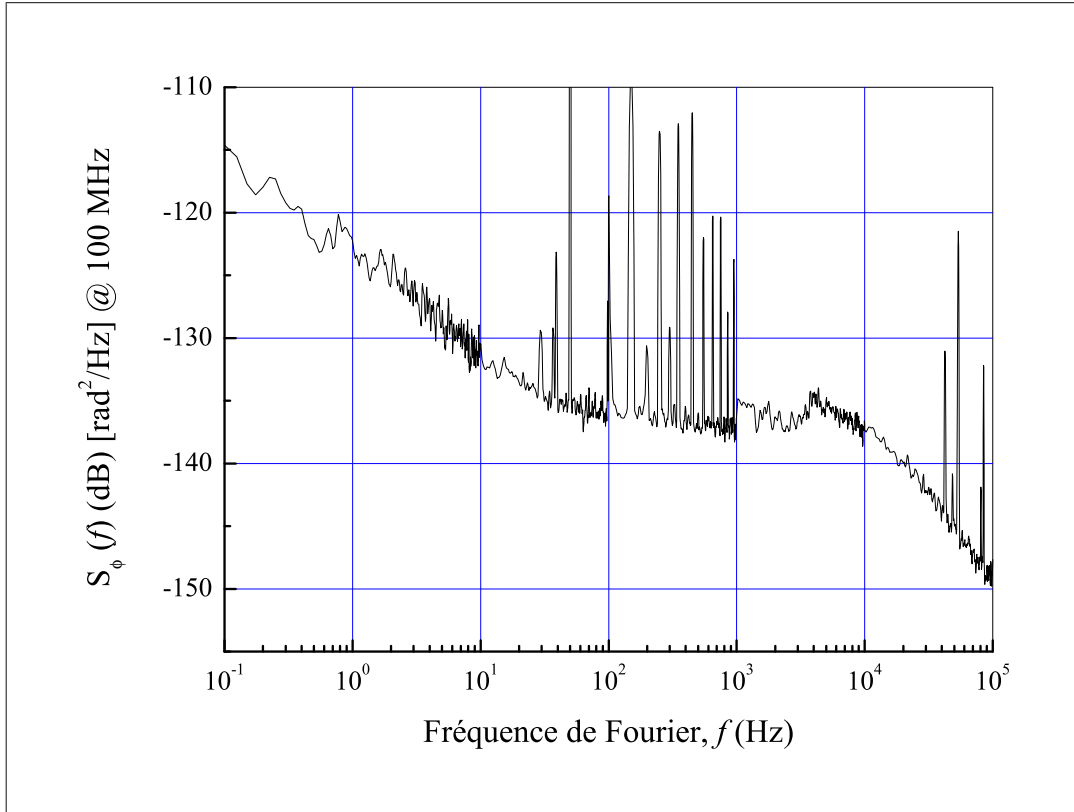


FIG. 2.7 – Densité spectrale de bruit de phase du lien optique complet en espace libre, mesurée à une fréquence de 100 MHz

En ce qui concerne la stabilité de phase du système, nous avons mesuré une stabilité du lien optique de l'ordre de 2 ps/jour, incluant une marge de sécurité. Ceci se traduit par une stabilité relative de fréquence de quelques 10^{-17} sur la journée.

2.5 Conclusion

La réalisation d'un prototype d'un lien optique ultra-stable en espace libre a permis de montrer la possibilité de transférer des signaux à bas bruit de phase et haute stabilité sur quelques mètres. La faisabilité d'un dispositif électronique de compensation des fluctuations de phase introduite lors du transfert est également démontré. Les objectifs fixés pour la mission ACES sont atteints. Cette étude restera à l'état

de prototype puisque les politiques de recherche des différentes agences spatiales font que de nombreuses missions sont annulées. Néanmoins, ce système est une alternative pour des distributions de courtes distances entre bâtiments par exemple. Cette expérience est, également, à l'origine du développement d'une distribution de signaux de référence par fibre optique.

Chapitre 3

Dissémination optique de références de fréquence

L'idée de pouvoir partager une référence de fréquence de haute stabilité entre de multiples utilisateurs au moyen d'un système simple peut ouvrir de nouvelles perspectives en métrologie temps/fréquence. Nous décrivons dans ce chapitre un système de dissémination de références de fréquence par fibre optiques, obtenu par la modulation d'une porteuse optique à 100 MHz ou 1 GHz. Un dispositif de compensation des fluctuations de phase dues au bruit ajouté par la fibre y est intégré.

3.1 Principe

Le principe de la dissémination de références de fréquence repose sur la distribution d'un signal radiofréquence, à une fréquence comprise entre 100 MHz et 1 GHz, par modulation d'amplitude d'une porteuse optique. La source optique est une diode laser à contre-réaction distribuée (DFB¹), dont le courant est modulé directement en courant, avec une bande passante du DC à 2 GHz.

Le courant de polarisation de la diode laser ($i_{\text{diode laser}}$) est alors constitué d'un courant continu ($I_{\text{polarisation}}$) déterminant la puissance moyenne du signal optique injecté dans la fibre et d'un courant de modulation ($i_{\text{modulation}}$), à la fréquence du signal de référence $\omega_{\text{ref}}/2\pi$ et de phase initial ϕ_{ref} :

$$i_{\text{diode laser}}(t) = I_{\text{polarisation}} + i_{\text{modulation}}(t) \quad (3.1)$$

$$= I_{\text{polarisation}} + \sqrt{\frac{P_{\text{rf}}}{R_s}} \times \cos(\omega_{\text{ref}} t + \phi_{\text{ref}}) \quad (3.2)$$

¹Distributed Feed-Back laser diode

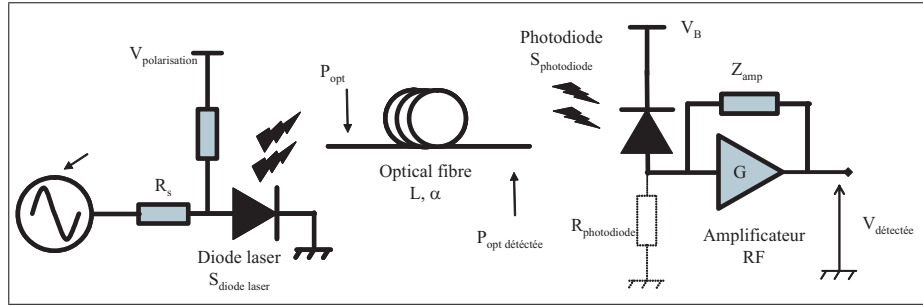


FIG. 3.1 – Schéma simplifié du système d'émission/réception optique

où P_{rf} est la puissance RF du signal de modulation en dBm et R_s la résistance série de l'entrée modulation de la diode laser en ohms.

Pour un fonctionnement linéaire de la diode laser, afin d'éviter toute sur-modulation, conduisant à un excès de bruit de phase, ou une détérioration de la diode laser, le courant de modulation doit respecter la condition suivante :

$$\sqrt{\frac{P_{rf}}{R_s}} \leq I_{polarisation} - I_{seuil} \quad (3.3)$$

I_{seuil} est le courant de seuil de la diode laser.

Le signal optique délivré par la diode laser ($P_{opt}(t)$) est alors directement proportionnel au courant de polarisation de la diode laser, de sensibilité $S_{diode\ laser}$ exprimé en W/A :

$$P_{opt}(t) = S_{diode\ laser} \times (i_{diode\ laser}(t) - I_{seuil}) \quad (3.4)$$

A l'extrémité du lien optique de longueur L [km], le signal optique atténué par les pertes optiques α [dB/km] de la fibre, est détecté sur une photodiode rapide à large bande, générant le courant photonique suivant :

$$i_{photonique}(t) = S_{photodiode} \times 10^{-\alpha L/10} \times P_{opt}(t) \quad (3.5)$$

$S_{photodiode}$ est la sensibilité de la photodiode, exprimée en A/W.

Ce courant est alors amplifié et converti en tension par un amplificateur transimpédance. La tension, à la fréquence de modulation, est :

$$\begin{aligned} V_{détectée}(t) &= i_{photonique}(t) \times Z_{amp} \\ &= 10^{-\alpha L/10} \times S_{diode\ laser} \times S_{photodiode} \sqrt{\frac{P_{rf}}{R_s}} \times \cos(\omega_{ref}) \times Z_{amp} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Dans cette équation, nous avons volontairement omis le terme de modulation de fréquence induit par la modulation directe de la diode laser. La modulation directe entraîne un glissement en fréquence (chirp en anglais) de la diode laser. Nous détaillerons plus loin ce terme qui a pour incidence sur le bruit de phase du signal détecté, de part la dispersion chromatique de la fibre et des effets non-linéaires dans la fibre optique, notamment liés à la polarisation.

Enfin, dans cette équation nous n'avons pas pris en compte la phase du signal, traduisant à la fois le temps de propagation du signal optique dans la fibre et le bruit de phase ajouté lors du transfert.

3.2 Définition des objectifs à atteindre

L'objectif du système de distribution de référence de fréquence est de transférer des signaux métrologiques comme un MASER à hydrogène, asservi sur les temps courts sur un oscillateur cryogénique à résonnateur saphir et référencé sur une fontaine atomique pour les temps longs. Les distances envisagées sont de quelques centaines de mètres à quelques centaines de kilomètres. Le lien optique doit donc présenter un bruit inférieur à celui du signal transféré afin de ne pas dégrader ni le bruit, ni la stabilité de fréquence du signal. En terme de bruit, pour une fréquence de référence de 100 MHz, cela correspond à un bruit de phase de :

$$S_{\phi}(f) = 10^{-12} f^{-1} + 10^{-14} f^0 \text{ [rad}^2\text{/Hz]} \quad (3.7)$$

ou encore une stabilité relative de fréquence $\sigma_y(\tau) = 10^{-14} \tau^{-1}$, avec τ le temps d'intégration en [s].

Selon la distance considérée et l'amplitude des perturbations, il est nécessaire d'opter pour un système actif de compensation des fluctuations de phase. Le choix de la fréquence de modulation dépend du bruit du signal et des performances souhaitées par l'utilisateur, fonction de ses applications.

Nous récapitulons dans le tableau, ci-après, les différents objectifs en fonction de la distance de distribution. Nous présentons alors les perturbations de phase envisagées ainsi que le mode opératoire de la distribution. L'ensemble des expériences pourront être validées à l'aide des moyens de tests que nous avons.

L'amplitude des perturbations montrées dans le tableau a soit été modélisée, soit mesurée à l'aide des différents liens de test. Pour des temps d'intégration courts (1s à 100s), le bruit de la fibre est dominé par les vibrations mécaniques et donc dépend fortement des conditions d'installation de la fibre. Au delà de 200 km, il est

Longueur	≤ 1 km	50 km	100 km	200 km	> 200 km
H-MASER	6×10^{-14} @ 1 s 4×10^{-15} @ 100 s 6×10^{-16} @ 100 000 s				
H-MASER + OCRS + Fontaine atomique	2×10^{-15} @ 1 s 2×10^{-15} @ 100 s 5×10^{-16} @ 100 000 s				
Support fibré	LTCD		SMF-28		
Perturbations	1 s 150 s 43200 s	$2-3 \times 10^{-15}$ $\simeq 7 \times 10^{-17}$ $\simeq 1,6 \times 10^{-16}$	$\simeq 3 \times 10^{-15}$ $\simeq 8 \times 10^{-14}$	$\simeq 5 \times 10^{-15}$ $\simeq 1,5 \times 10^{-13}$	$\simeq 1 \times 10^{-14}$ $\simeq 3 \times 10^{-13}$
Longueur d'onde	1,3 / 1,55 μm		1,55 μm		
Puissance injectée	5 mW		10 mW	20 mW	
Modulation	AM				Modulateur externe Diode à EA
Fréquence de modulation	100 MHz		1 GHz		1 GHz \rightarrow 10 GHz
Amplification	NON		pré-amplification	EDFA en ligne	
Détection	Photodiode PIN			Photodiode PIN + Amplificateurs RF ou Photodiode à avalanche	
Compensation	NON		OUI		
Moyens de test	Liaison interne ou CNES ou LNE-SYRTE/LKB (800 m et 3 km)		Liaison LNE-SYRTE/LPL (2 \times 43 km)		Liaison LNE-SYRTE/LPL + bobines de fibre (2 \times 43 km + 8 \times 25 km)

difficile de prédire le niveau des instabilités de fréquence introduites le long du lien. Nous pouvons uniquement nous attendre à au moins une augmentation d'un ordre de grandeur par rapport à la liaison sur 100 kilomètres, de part une diminution d'un facteur 10 du rapport signal-à-bruit du signal détecté lié à l'atténuation dans la fibre.

3.3 Système optique de distribution

3.3.1 Source laser directement modulable en amplitude

Les diodes lasers à semiconducteur offrent la possibilité d'utiliser une modulation directe en amplitude du courant de modulation et présentent un faible bruit d'intensité à des fréquences inférieures à 2 GHz. Pour des raisons de coût et de mise en oeuvre, ce type de diode semble donc le plus approprié pour notre application.

Il existe différents types de diodes lasers à semi-conducteur (figure 3.2). La structure la plus simple est la diode à cavité Fabry-Pérot dont le principe est le même qu'un laser solide, à l'exception que le milieu actif est une structure semi-conductrice. Le spectre optique de ce type de diode laser est composé de raies de même amplitude séparées de l'intervalle spectral libre défini par la longueur de la cavité laser. Par exemple, pour une longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ et une structure de matériau InP, le nombre de modes dans une bande de 20 nm, est de 7 pour une longueur de cavité de 100 mm et 13 dans le cas d'une cavité de 200 mm. Le caractère multimode de ce type de diode n'est pas intéressant pour notre application et est source de bruit.

Pour une diode laser à contre-réaction distribuée, la cavité laser intègre un réseau de diffraction de Bragg, gravé dans la structure semi-conductrice permettant une sélection en longueur d'onde. La boucle résonnante est alors formée à l'aide de ce réseau, contrairement au Fabry-Perot dont la cavité est formée par les faces de sortie semi-réfléchissantes. Cette configuration permet une réduction de la largeur de raie et constitue un laser mono-mode du fait de la sélection en longueur d'onde.

La diode laser DBR a un principe de fonctionnement comparable à la DFB, en offrant la possibilité d'un réglage en longueur d'onde du laser, le milieu amplificateur est couplé à un réseau de diffraction placé à l'extérieur de la zone active. Ceci revient à un laser Fabry-Pérot associé à un filtre à réseau de Bragg placé en série. Ce système est fort intéressant pour les applications nécessitant un multiplexage en longueur d'onde (WDM²) avec un fort taux de commutations en longueur d'onde. En effet, dans une bande donnée, toutes les longueurs d'onde sont présentes et il suffit uniquement de modifier le pas du réseau de Bragg pour changer de longueur

²Wavelength Division Multiplexing

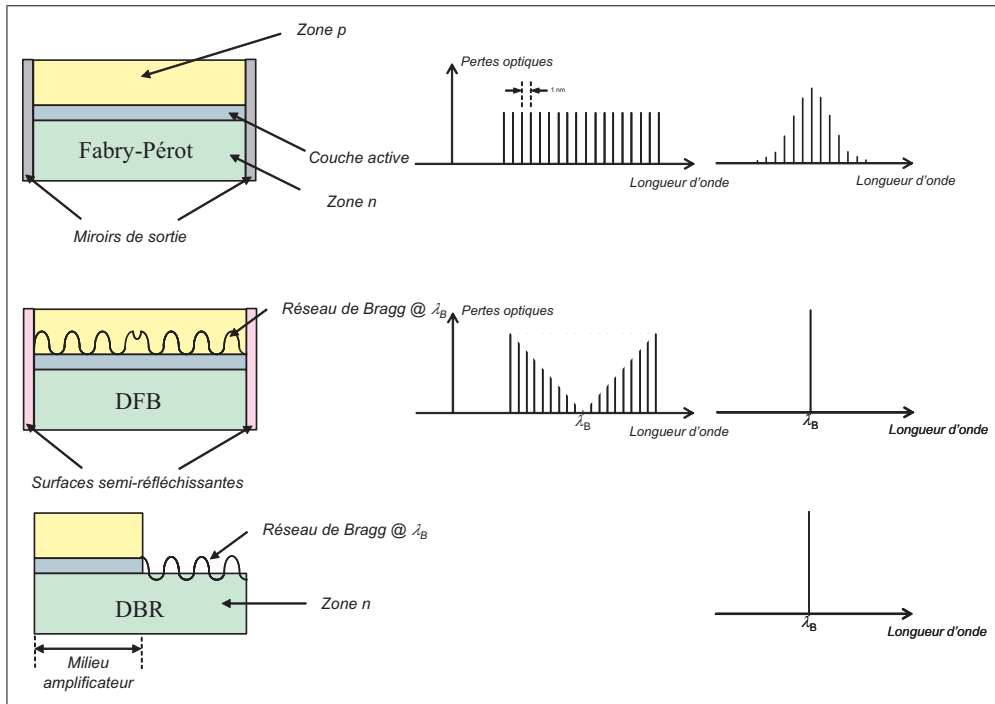


FIG. 3.2 – Structures existantes de diodes lasers à semiconducteur

d'onde de sortie. Néanmoins ces diodes présentent une largeur de raie importante et sont peu stables.

Pour notre application qui ne requiert par un accord en longueur d'onde, le choix d'une diode laser DFB semble le plus approprié du fait de sa faible largeur de raie et donc de son faible bruit d'intensité (RIN). De plus, les diodes DFB commerciales offre la possibilité d'une modulation directe du courant de polarisation à hauteur d'environ 2 GHz. Cette solution, compacte, existe sous forme de module intégrant à la fois la diode et son système d'asservissement en température, assurant la stabilité en longueur d'onde de la diode laser. La diode est directement couplée à un isolateur optique fibré (figure 3.3).

Le bruit de phase de la diode est produit par l'émission spontanée, qui conduit à l'élargissement spectral du champ émis, mais aussi par les fluctuations de l'indice de réfraction n du guide. Un modèle, présenté par Henry permet de calculer l'élargissement spectral $\Delta\nu$:

$$\Delta\nu = \frac{h\nu}{8\pi P} \times \frac{1}{\tau_p^2} \times \left[1 + \left(\frac{\Delta n'}{\Delta n''}\right)^2\right] \quad (3.8)$$

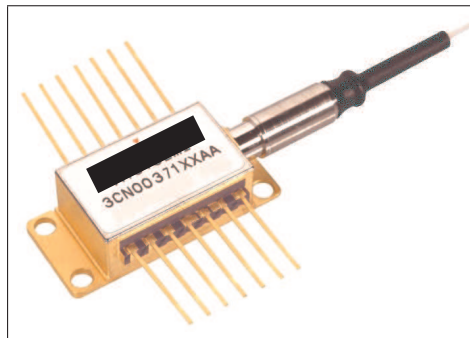


FIG. 3.3 – Diode laser DFB intégrée dans un boîtier butterfly

où P est la puissance optique émise, $h \nu$ l'énergie d'un photon, τ_p le temps de vie d'un photon dans la cavité. n désigne l'indice de réfraction $n = n' + n''$, n' exprimant classiquement la dispersion et n'' le gain et/ou l'atténuation.

Le bruit de phase de la diode laser dépend également du packaging et du circuit de polarisation de la diode. La plupart des constructeurs donnent une indication du bruit de la diode laser par l'intermédiaire du taux d'erreur qui est calculé pour une modulation numérique. Seule la mesure du bruit permet de caractériser la diode en bruit de phase.

Une attention particulière est à apporter à l'alimentation en courant et au dispositif de régulation de température de la diode laser afin de ne pas générer une source de bruit supplémentaire et donc de dégrader le bruit de la diode laser. Le bruit de la source de courant sera alors intégralement converti en bruit au niveau de la diode laser. De plus, toute fluctuation du courant de polarisation de la diode laser implique une variation de puissance optique. La variation de puissance génère également une variation de température venant modifier la longueur d'onde d'émission de la diode. Néanmoins, la diode laser est modulée de manière continue par un signal sinusoïdal. De ce fait, on peut considérer les variations de température du composant comme négligeable et supposer que la modulation sinusoïdale n'apporte ni modulation de phase du signal optique, ni modification de la fréquence de la diode laser ou du pas du réseau de Bragg déterminant la longueur d'onde d'émission.

La fréquence du laser et la puissance optique émise sont dépendants de la température. A titre d'exemple, on considère une dispersion chromatique dans la fibre de l'ordre de $20 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ à $1.55 \mu\text{m}$ et un déplacement en fréquence de la diode laser d'environ $0,1 \text{ nm}/^\circ\text{C}$. Une variation de température de $0,1^\circ\text{C}$ avec une constante de temps de l'ordre de 300 s (cas d'un environnement de travail climatisé) se traduit alors par un déplacement en fréquence d'une amplitude de 10 pm autour de la

longueur d'onde centrale de la diode. Sur une transmission de 50 km par fibre, les instabilités relatives de fréquence enregistrées sont alors de 6×10^{-14} pour un temps d'intégration de 150 s (perturbation observée à la demi-période de la perturbation au niveau l'écart-type d'Allan). Pour ne pas dégrader la stabilité de fréquence du signal transmis, une réjection d'un facteur 1000 des fluctuations de température est nécessaire. Ceci implique donc un asservissement de température de la diode laser de l'ordre du mK.

Des considérations comparables pourraient être faites en ce qui concerne l'asservissement en courant. Cependant, le déplacement en fréquence dû aux variations de courant est beaucoup plus faible (seulement 3 pm/A).

Le schéma structurel de l'alimentation en courant et du contrôle de température de la diode laser est donné figure 3.4. La diode laser est polarisée bien au dessus de son courant de seuil afin de garantir une dynamique suffisante pour la modulation et donc marge de sécurité afin de ne pas sur-moduler la diode. La stabilité en longueur d'onde et en puissance optique délivrée est assurée grâce à une boucle d'asservissement.

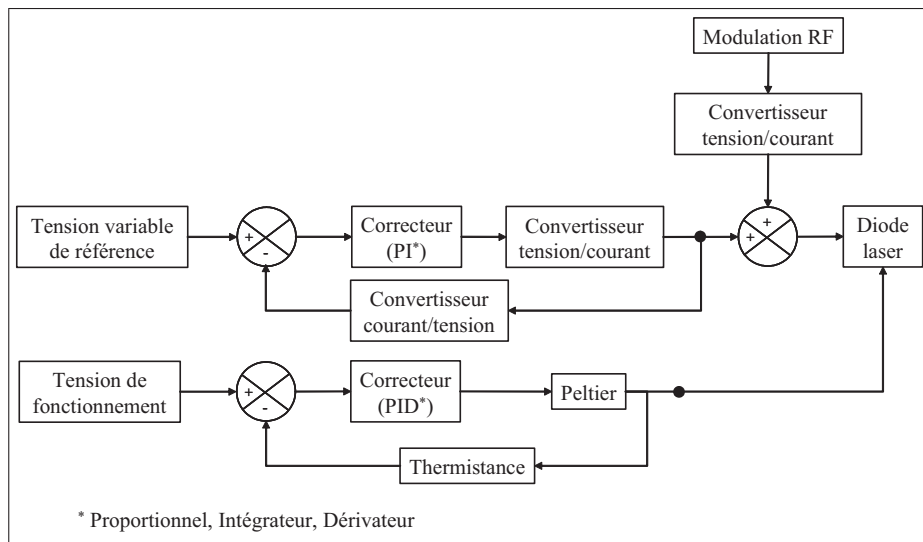


FIG. 3.4 – Schéma structurel de l'alimentation en courant et du contrôle de température de la diode laser.

Le schéma électrique adopté pour le contrôle en courant et en température de la diode laser est présenté sur les figures 3.5 et 3.6. Ce module de contrôle a été réalisé en collaboration avec le LPL et utilise un module commerciale pour l'asservissement en température. Pour une meilleure stabilité du courant de polarisation, la source de courant est asservie sur une référence de tension.

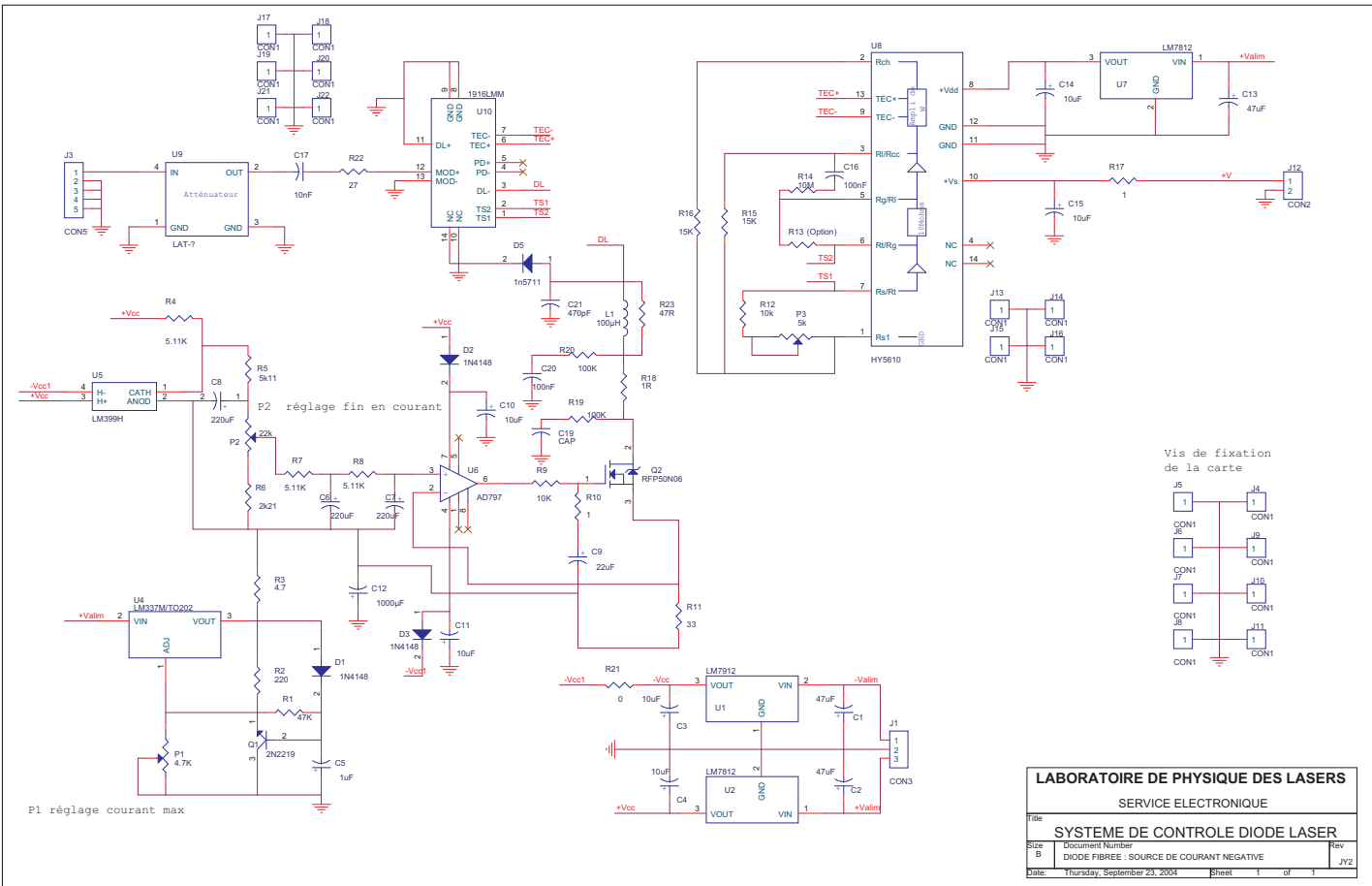


FIG. 3.5 – Schéma du circuit électronique de polarisation de la diode laser

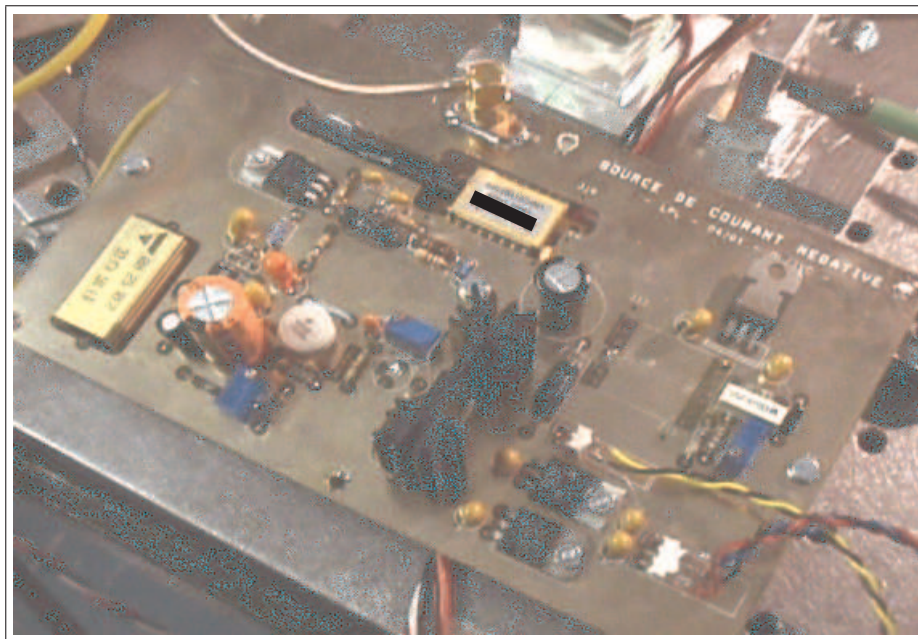


FIG. 3.6 – Photographie du circuit de polarisation et de contrôle en température de la diode laser

Différentes diodes lasers de différents fabricants ont été testées et mesurées en bruit de phase afin de trouver la source laser la plus adéquate avec notre application, offrant une marge en terme de bruit de phase par rapport aux spécifications requises. Le banc de mesure du bruit de phase ainsi qu'un succinct récapitulatif du bruit de phase sont présentés en annexe.

Cette diode laser présente les caractéristiques suivantes :

Température de fonctionnement	T_c	-5 à 70	°C
Puissance optique couplée dans la fibre	P_{peak}	5 à 20	mW
Courant de seuil	I_{th}	~ 20	mA
Rendement quantique	S_{LD}	~ 0.2	W/A
Courant de modulation	I_f	60 à 80	mA
Bruit relatif de courant	RIN (f)	-145	dBc/Hz
Coefficient de température	$\Delta\lambda / \Delta T_{\text{wave}}$	90	pm/°C
Chirp de la diode laser	$\Delta\lambda / \Delta I_{\text{bias}}$	3	pm/A
Résistance série	R_S	25	Ω
Isolation optique	OI	≥ 30	dB
Thermistance de contrôle de température	R_{TH}	10	k Ω

3.3.2 Système de détection

A l'extrémité du lien optique, le système de détection composé d'un photodétecteur et d'un amplificateur, permet de convertir la puissance optique détectée en un signal électrique à la fréquence du signal de modulation. Le module de détection est conçu de sorte à présenter une réponse en fréquence suffisante et ne doit pas être une source de bruit supplémentaire.

La photodiode est assimilée à une source de courant à laquelle est associée un amplificateur transimpédance permettant à la fois la conversion du courant photonique en une tension et son amplification.

En fonction de l'application et de la puissance optique détectée, les deux types de photodiodes utilisées sont : p-i-n ou à avalanche. Ces deux familles de détecteurs optiques opèrent de manière similaire et sont basées sur le principe d'absorption optique : chaque photon dont l'énergie quantique est supérieure à l'énergie de transition du semiconducteur, est absorbé et génère la création d'une paire électron-trou. En appliquant une tension aux bornes du semi-conducteur, le mouvement des porteurs dans le matériau induit alors la génération d'un courant, appelé courant photonique.

Le choix entre les deux structures de photodiodes va évidemment dépendre du niveau de puissance optique détecté et du bruit du système de détection. Dans le cas d'une photodiode PIN, le courant photonique est amplifié à l'aide d'un amplificateur transimpédance placé en série avec la photodiode. L'avantage d'une telle solution est la détection large bande du détecteur mais ceci implique également une limitation en terme de détectivité. Pour de longues distances de distribution, l'atténuation optique du signal peut être compensée à l'aide d'un amplificateur optique au détriment du bruit du signal transporté, vu que l'amplificateur optique est lui-même une source additive de bruit. Pour de faibles signaux optiques, il est préférable d'utiliser un détecteur à gain interne, comme c'est le cas pour la photodiode à avalanche. Néanmoins, avoir un fort gain nécessite de polariser fortement la photodiode (quelques dizaines de volts) et contribue à l'augmentation du bruit et à la limitation en terme de bande passante.

La sensibilité du détecteur est fonction de l'absorption du matériau à la longueur d'onde de travail et de la tension de polarisation. Dans la fenêtre des télécommunications optiques à $1.55 \mu\text{m}$, les photodiodes de type InGaAs procurent le meilleur rendement en terme de détection avec une sensibilité typique supérieure à 95 %.

La bande passante de la photodiode est principalement limitée par le temps de transit des porteurs dans la zone de charge d'espace. Dans le cas d'une PIN, la bande

passante varie donc entre 12 et 20 GHz environ. De ce fait, la limitation de la bande est uniquement due au circuit de polarisation et d'amplification. Interviennent alors uniquement la capacité de jonction de la photodiode et la résistance de charge de celle-ci.

La figure suivante est le schéma électrique équivalent de la photodiode en fonctionnement et de son circuit de charge.

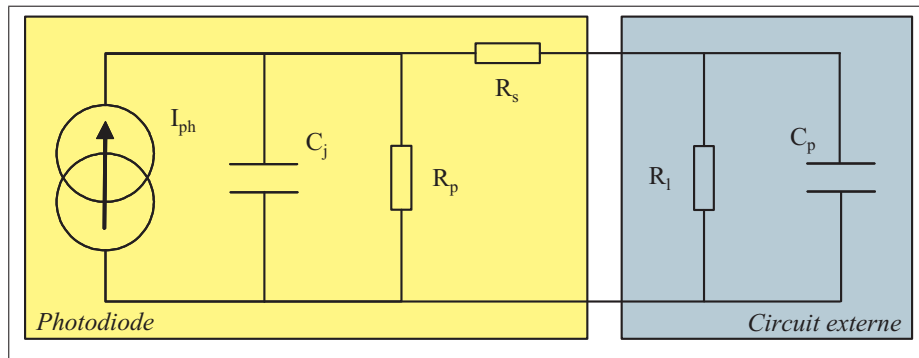


FIG. 3.7 – Schéma équivalent de la photodiode et du circuit de charge

En fonctionnement dynamique, la photodiode est un générateur de courant I_{ph} , auquel sont connectées une capacité de jonction C_j (liée à l'extension de la zone de charge d'espace et à la surface de la jonction) et une résistance de fuite R_p qui est généralement négligée. La résistance R_s , placée en série, tient compte de la résistivité des matériaux et des contacts. Ce générateur de courant est chargé sur une résistance de charge R_l permettant de créer une tension aux bornes de celle-ci par circulation du courant photonique I_{ph} . Le signal est généralement amplifié à l'aide d'un amplificateur monté en transimpédance et la résistance de charge est alors égale l'impédance d'entrée de l'amplificateur, soit 50 ohms. La capacité C_p correspond à la capacité parasite du montage, liée au boîtier de la photodiode et à l'étage d'entrée d'amplification.

Le temps de réponse de la photodiode est donc :

$$\tau_r = R_l \times (C_j + C_p) \quad (3.9)$$

La capacité de jonction de la photodiode peut être calculée à l'aide de la relation suivante :

$$C_j = \frac{\epsilon \times S}{e} \quad (3.10)$$

$$\approx \frac{\epsilon_R \epsilon_0 \times S}{W} \quad (3.11)$$

où W est la largeur de la zone de charge d'espace, proportionnelle à la concentration de dopants et à la tension de polarisation (environ 2×10^{-4} cm pour une tension de polarisation nulle). ϵ_R et ϵ_0 sont respectivement la constante diélectrique du matériau qui constitue la photodiode (environ 12 dans le cas d'une PIN en InGaAs) et la permittivité du vide ($8,8 \times 10^{-14}$ F/cm). S correspond à la surface de la zone active de détection.

Typiquement, les photodiodes fibrés de type InGaAs ont des surfaces actives de l'ordre de 80 μm . La capacité de jonction est alors de l'ordre du pF. Celle-ci diminue sous polarisation inverse de la photodiode et devient bien plus petite que la capacité parasite dont la valeur est typiquement de 1,5 pF pour une tension inverse de 15 V.

Pour une résistance de charge de 50 Ω , la fréquence de coupure du système de détection est alors de :

$$\begin{aligned} f_{\text{detection}} &= \frac{1}{2\pi \times \tau_r} \\ &\simeq \frac{1}{2\pi \times R_l \times (C_j + C_p)} \\ &\simeq \frac{1}{2\pi \times 50 \times 2,5 \cdot 10^{-12}} \\ &\simeq 1,3 \text{GHz} \end{aligned} \quad (3.12)$$

La limite fondamentale de la détectivité de la photodiode est celle du processus aléatoire de création de paires électron-trou qui induit un bruit de grenaille. Ce bruit est un bruit blanc dans la densité spectrale de bruit est donnée par :

$$\frac{d}{df} \langle I^2 \rangle = 2 q I_{\text{photonique}} \quad (3.13)$$

La seconde limitation de détectivité est le bruit de l'amplificateur transimpédance associé à la photodiode. Afin de détecter des signaux compris entre 100 MHz et 1 GHz, nous utilisons un amplificateur radiofréquence large bande. Cet amplificateur à l'avantage de présenter un gain de l'ordre de 20 dB, constant quelle que soit la fréquence du signal détecté et possède un faible bruit de courant. La détection large bande est également bénéfique pour la stabilité de phase du système. Le bruit de différents amplificateurs a été mesuré afin de sélectionner le composant présentant les meilleures performances.

L'amplificateur monolithique est monté de façon à pouvoir l'assimiler à un amplificateur transimpédance idéal [33]. Son gain est calculé à partir des paramètres S donnés par le constructeur :

$$Z_{\text{transimpédance}} = \frac{S_{21} Z_0}{1 - S_{11}} \quad (3.14)$$

où S_{21} représente le gain de retour, S_{11} le coefficient de réflexion d'entrée de l'amplificateur et Z_0 la résistance de charge du circuit.

Nous nous proposons ici de déterminer expérimentalement le bruit de courant de cet amplificateur. Pour se faire, deux amplificateurs sont montés en série afin d'avoir un gain important de 36 dB qualifié au dB près. La photodiode est remplacée par un générateur de courant de faible bruit afin de différencier le bruit de l'amplificateur de celui de l'alimentation et de pouvoir négliger le bruit du générateur de courant. Le signal amplifié, chargé sur 50Ω est envoyé dans un analyseur de spectre électrique comme le montre la figure 3.8 :

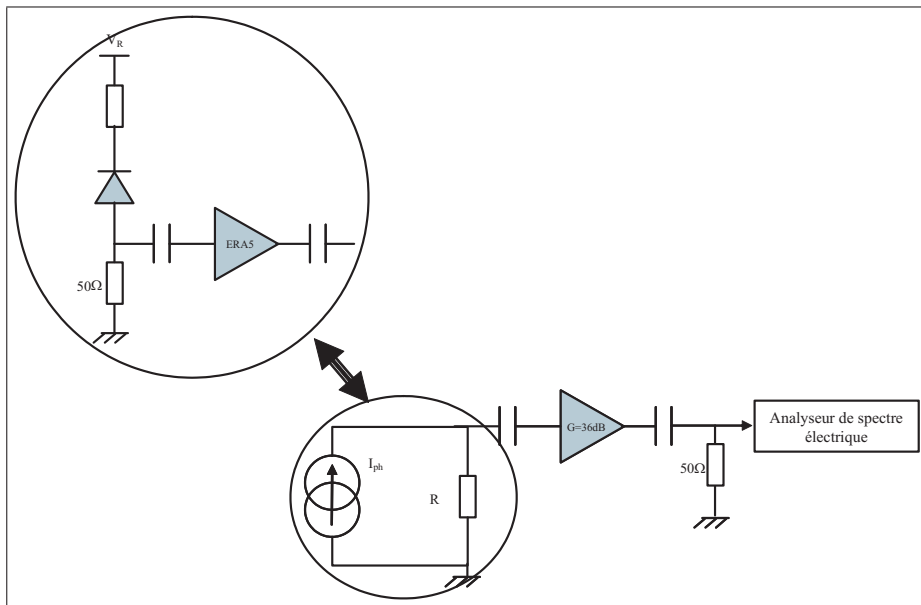


FIG. 3.8 – Banc de mesure du bruit de la résistance équivalente R du circuit de détection

En sortie du double amplificateur, le bruit de tension mesuré, supérieur au bruit blanc de l'analyseur de spectre est de -83 dBm avec une bande spectrale d'analyse de 100 kHz . Ceci est équivalent à un bruit de tension de -133 dBm dans une bande de 1 Hz de large (Les mesures sont réalisées avec une incertitude de 1 dB).

Si on soustrait le gain des deux amplificateurs, le niveau de bruit est alors de -169 dBm ($-133\text{ dBm} - 36\text{ dB}$). Ce niveau de bruit représente alors la densité spectrale de bruit de tension en sortie de l'amplificateur transimpédance.

Pour une fréquence de 1 GHz , un courant de polarisation de 65 mA et une tension

de 4,77 V, le constructeur donne les paramètres S suivants :

- $S_{11} = -21,76$ dB
- $S_{21} = 19,31$ dB

Le calcul de la transimpédance Z pour une résistance de charge Z_0 de 50Ω a pour résultat $\approx 476 \Omega$. Le bruit de courant à l'entrée de l'amplificateur est :

$$\begin{aligned} \frac{d}{df} \langle I_{\text{entrée}} \rangle &= \frac{\langle V_{\text{sortie}} \rangle}{Z} \\ &= \frac{10^{\frac{-159}{20}}}{476} \\ &= 7,5 \pm 0,5 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}} \end{aligned} \quad (3.15)$$

On peut assimiler le bruit de l'amplificateur transimpédance au bruit thermique d'une résistance dont la formule est :

$$\frac{d}{df} \langle i_{\text{résistance}}^2 \rangle = \frac{4 k T}{R} \quad (3.16)$$

Le bruit de l'amplificateur est donc assimilable au bruit d'une résistance d'environ 221Ω .

La relation suivante permet de calculer le rapport signal-à-bruit du signal détecté à l'aide d'une photodiode à avalanche.

$$\frac{S}{B} = \frac{M^2 \cdot S_{\text{photodiode}}^2 \times P_{\text{détectée}}^2}{(2 \cdot q \times (S_{\text{photodiode}} \cdot P_{\text{détectée}} + I_{\text{obscurité}}) \times M^2 \cdot F + \langle I_{\text{amplificateur}}^2 \rangle) \times \Delta f} \quad (3.17)$$

où q est la charge de l'électron ($1,6 \times 10^{-19} \text{C}$), $\langle I_{\text{amplificateur}}^2 \rangle$ le bruit de courant de l'amplificateur en $[\text{A}^2/\text{Hz}]$, $I_{\text{obscurité}}$ le courant d'obscurité de la photodiode (typiquement $0,02 \text{ nA}$) et $S_{\text{photodiode}}$ la sensibilité de la photodiode ($0,95 \text{ A/W}$ pour une photodiode InGaAs à $1,55 \mu\text{m}$). M représente le coefficient de multiplication et F le facteur d'excès de bruit que l'on peut approcher par $F \approx M^x$ avec x , typiquement de $0,7$ pour une avalanche InGaAs.

Une photodiode PIN peut être assimilée à une photodiode avalanche dont le facteur de multiplication est 1. Au facteur d'excès de bruit près, la différence de bruit entre les deux types de photodiodes est minime. Dans ce cas, le rapport S/B est principalement limité par le bruit de l'amplificateur transimpédance. L'utilisation d'une photodiode à avalanche se justifie donc uniquement dans le cas d'une faible détectivité où il est utile d'avoir un dispositif de détection à gain interne. Or pour les distances de distribution que nous envisageons (de l'ordre de la centaine de

kilomètres), les puissances détectées (quelques centaines de microwatts) sont suffisantes pour obtenir en détection un rapport signal-à-bruit de 120 dB, correspondant au niveau de bruit spécifié pour l'application. Il n'est donc pas envisager d'utiliser une photodiode à avalanche.

Pour une photodiode PIN, le rapport signal-à-bruit (S/B) est donné par la relation suivante (chaque terme sera détaillé ultérieurement) :

$$\frac{S}{B} = \frac{S_{\text{photodiode}}^2 \times P_{\text{détectée}}^2}{(2 \cdot q \cdot S_{\text{photodiode}} \cdot P_{\text{détectée}} + 2 \cdot q \cdot I_{\text{obscurité}} + \langle I_{\text{amplificateur}}^2 \rangle) \times \Delta f} \quad (3.18)$$

De cette relation, il est alors possible de déterminer la puissance minimum détectable pour conserver un rapport signal-à-bruit de 120 dB :

$$P_{\text{opt min}} = \frac{S}{B} \times \frac{q \Delta f}{S_{\text{photodiode}}} \times \left[1 + \sqrt{1 + \frac{2 \cdot q \cdot I_{\text{obscurité}} + \langle I_{\text{amplificateur}}^2 \rangle}{\frac{S}{B} \cdot q^2 \cdot \Delta f}} \right] \quad (3.19)$$

Pour un rapport signal-à-bruit de 120 dB, la puissance minimum détectable est de l'ordre de 10 μV . Considérant une puissance optique de 10 mW à l'émission, des pertes optiques dans la fibre de 0,2 dB/km, il est possible de maintenir un rapport signal-à-bruit de 120 dB sur une distance de 200 km.

Différentes photodiodes associées à différents amplificateurs RF ont été testées afin de sélectionner les composants adéquates autorisant la détection à faible bruit de phase dans une bande de détection supérieure à 1 GHz. L'ensemble des photodiodes testées présentent une surface active d'environ 80 μm ainsi qu'une capacité parasite comprise entre 0.7 pF et 1 pF selon la photodiode, sous polarisation inverse typique de 15 V.

Nous présentons ici le schéma du circuit électrique du dispositif de détection (figure 3.9) et les caractéristiques techniques typiques des photodiodes utilisées.

Réponse spectrale	λ		0.9 to 1.7 μm
Sensibilité maximale	λ_p		1.55 μm
Photo-sensibilité	S	1.3 μm 1.55 μm	0.9 A/W 0.95 A/W
Courant d'obscurité	I_D		0.02 nA
Fréquence de coupure	f_c	$V_R = 5 \text{ V}$ (Tension de polarisation) $R_{\text{load}} = 50 \Omega$ $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$	2 GHz
Capacité parasite	C_t	$V_R = 5 \text{ V}, f = 1 \text{ MHz}$	1 pF
Pigtail optique			SMF28 $\phi = 3 \text{ mm}$
Connecteur			FC/APC

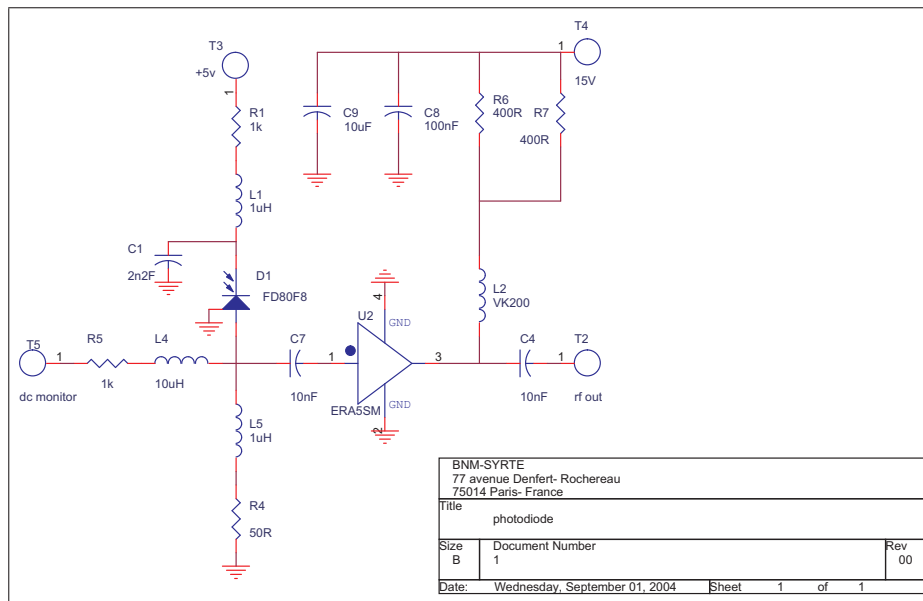


FIG. 3.9 – Schéma électrique de polarisation de la photodiode et d'amplification

3.3.3 Analyse des caractéristiques et du bruit de phase du couple émetteur/recepteur

Afin de mesurer le bruit du système d'émission réception, il est nécessaire de vérifier que ni l'alimentation en courant de la diode laser ni le circuit de polarisation et d'amplification de la photodiode ne viennent ajouter du bruit et limiter le système de distribution.

Analyse du bruit du circuit de polarisation de la diode laser

L'alimentation en courant est mesurée en termes de bruit dans une bande de mesure allant de 10 Hz à 200 MHz. Différents montages de mesure ont été expérimentés afin de caractériser le bruit du circuit de polarisation sur l'ensemble de la bande d'analyse. Nous ne présentons ici, qu'à titre d'exemple, la mesure du bruit basses fréquences (jusqu'à 100 kHz).

Le montage ci-dessous (figure 3.10) permet la mesure du bruit à basses fréquences, jusqu'à 100 kHz. L'alimentation de la diode laser, considéré comme un générateur de courant, est reliée à une résistance de 50 Ω dont la tension aux bornes de celle-ci est amplifié à l'aide d'un amplificateur opérationnel non-inverseur.

Jusqu'à 100 kHz, nous observons un bruit de tension plat sur l'ensemble de la bande de mesure avec un niveau de bruit de l'ordre de $-134 \text{ dBV}_{\text{rms}}/\sqrt{\text{Hz}}$ (figure

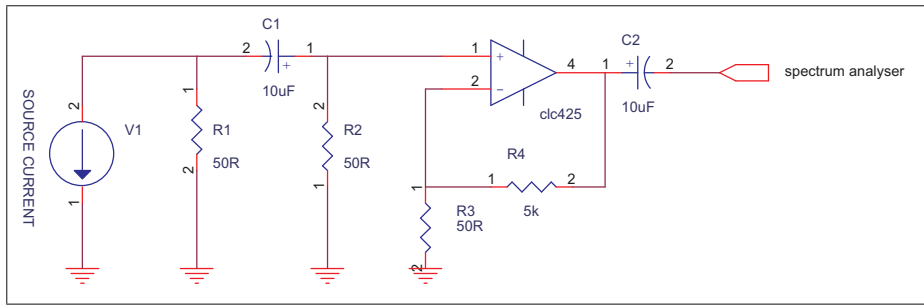


FIG. 3.10 – Schéma du banc de mesure du bruit dans l'alimentation de la diode laser jusqu'à 100 kHz

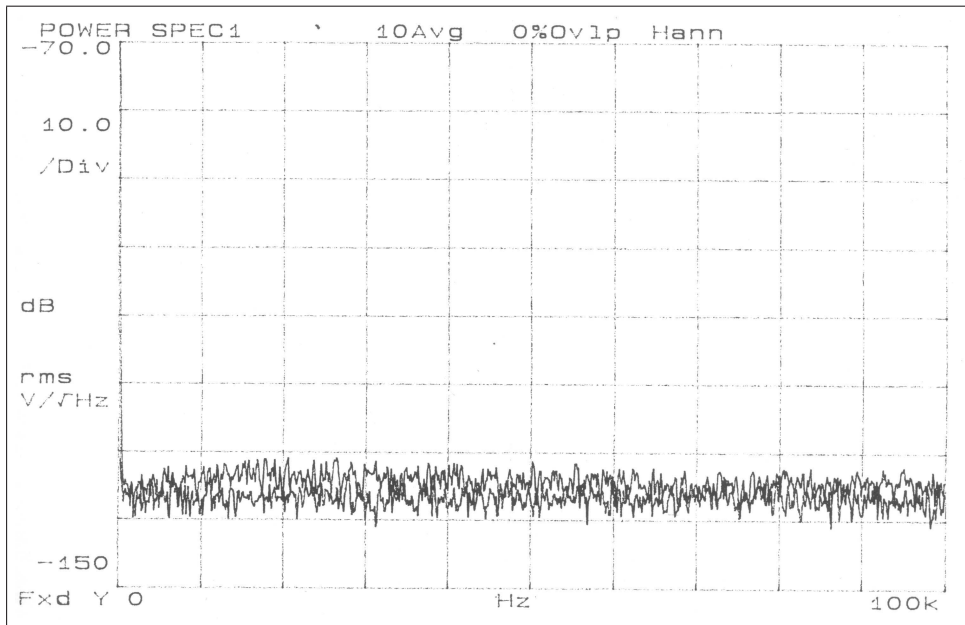


FIG. 3.11 – Densité spectrale de bruit électrique de l'alimentation de la diode laser dans une bande allant du quasi-continu à 100 kHz

3.11). Considérant un gain de l'amplificateur qui est de 100, le bruit en tension à l'entrée de l'amplificateur opérationnel est donc :

$$\frac{d \langle V_1 \rangle}{df} = -174 \frac{\text{dBV}_{\text{rms}}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (3.20)$$

Comme indiqué précédemment, la source de courant peut être assimilée à un générateur de tension dont la tension délivrée s'exprime selon :

$$\begin{aligned}
 V &= \frac{R_1 + R_2}{R} \times V_1 \\
 &= R \times I
 \end{aligned}
 \tag{3.21}$$

La densité spectrale de bruit de courant, en considérant $R = R_1$, est alors :

$$\frac{d \langle I^2 \rangle}{df} = \frac{4}{R_1^2} \times \langle V^2 \rangle = \frac{4}{R_1^2} \times 10^{-174/20} \frac{\text{A}^2}{\text{Hz}}
 \tag{3.22}$$

soit après calcul, de l'ordre de $80 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Les mêmes types de calculs peuvent être réalisés pour l'ensemble des mesures de bruit jusqu'à 200 MHz. Nous ne présentons uniquement que les schémas de mesures et les spectres électriques mesurés.

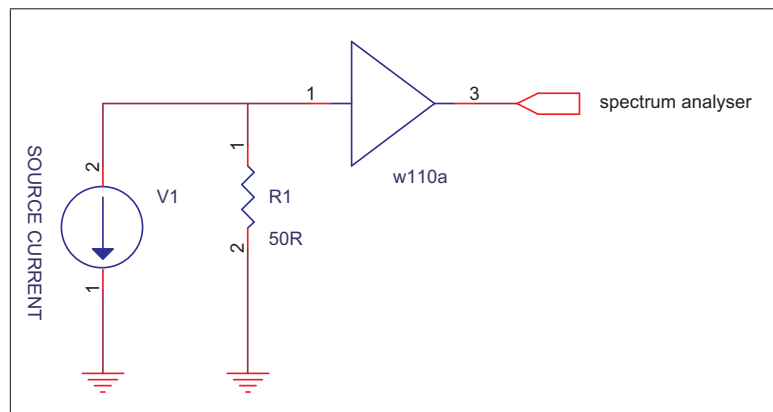


FIG. 3.12 – Système de mesure du bruit de courant du circuit de polarisation jusqu'à 200 MHz

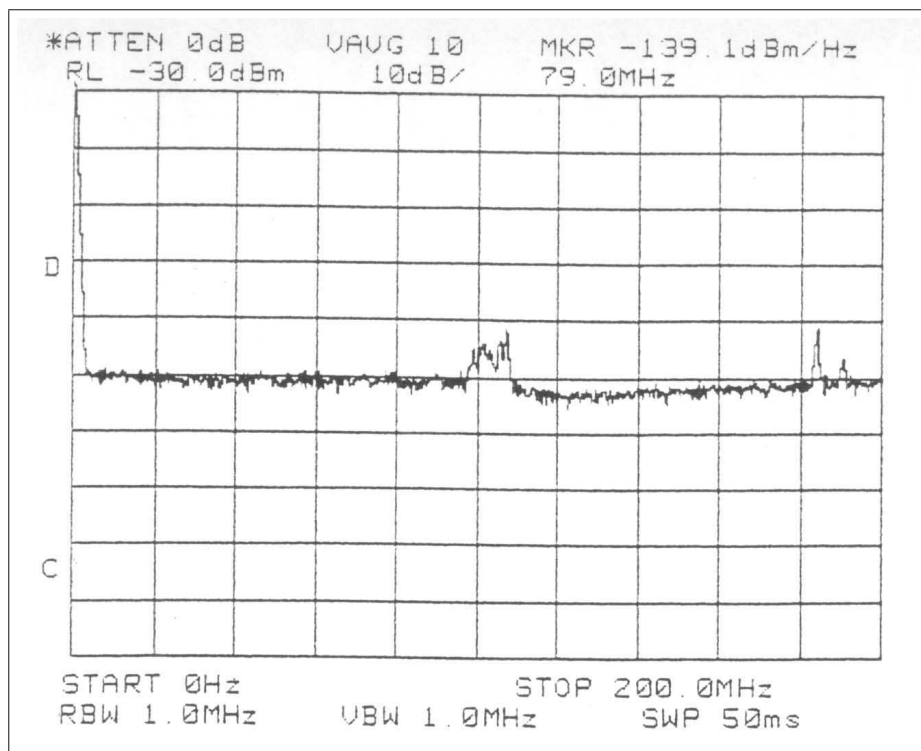


FIG. 3.13 – Densité spectrale de bruit électrique de l'alimentation de la diode laser jusqu'à 200 MHz

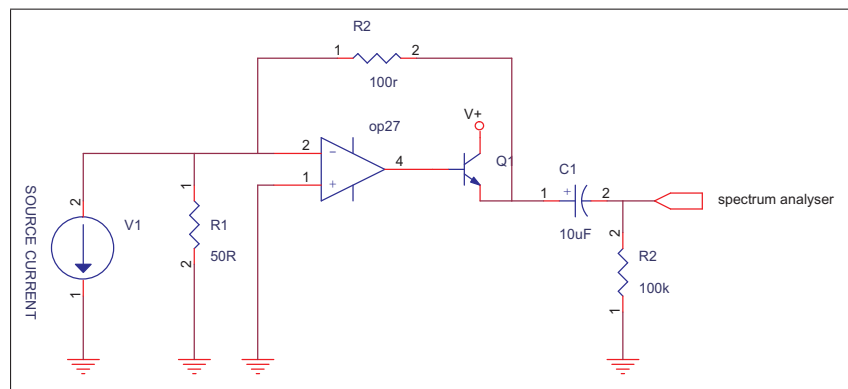


FIG. 3.14 – Banc de mesure à basse fréquence (jusqu'à 10 Hz)

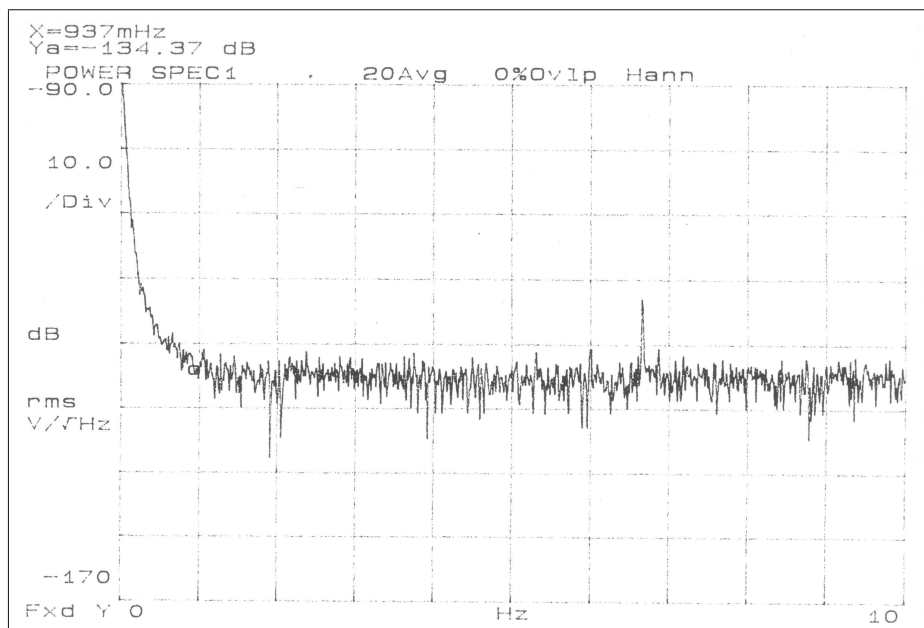


FIG. 3.15 – Densité spectrale de bruit électrique de l'alimentation de la diode laser à basses fréquences (jusqu'à 10 Hz)

A plus hautes fréquences (jusqu'à 200 MHz), le bruit de l'alimentation en courant reste constant avec un niveau de bruit égal à celui mesuré précédemment.

Mesure de la largeur de raie de la diode laser

La largeur de raie des diodes lasers $\Delta\nu$ est mesurée par "self-hétérodynage". Cette méthode consiste à réaliser le battement entre le champs émis par un laser avec une image de celui-ci, décalée en fréquence de Ω et retardée dans le temps de τ_0 . Le signal détecté sur la photodiode est alors directement proportionnel à :

$$\cos(\Omega t - \phi(t) + \phi(t + \tau_0)) \quad (3.23)$$

Si le décalage temporel est suffisamment grand pour différencier temporellement les 2 ondes, alors les deux termes de phase sont statistiquement indépendants et le carré moyen des variations de phase photocourant est le double de celle du champ laser. Il suffit alors de mesurer la largeur du signal pour avoir la largeur de raie du laser, à un facteur 2 près.

En pratique, nous réalisons le montage de la figure 3.16. Le signal issu de la diode laser est divisé en deux à l'aide d'un coupleur fibré. Une partie du signal est modulé à une fréquence de 80 MHz par un modulateur acousto-optique et retardé. Le décalage entre les deux ondes est obtenu en allongeant l'un des deux bras de l'interféromètre

en ajoutant une longueur suffisante de fibre optique. Les deux signaux optiques sont alors recombinaés et envoyé sur une photodiode. Le photocourant issu de la détection est analysé à l'aide d'un analyseur de spectre (ASE). Pour une diode laser DFB, la largeur de raie attendue est inférieure à 10 MHz. Pour séparer les deux ondes, il faut donc un décalage en temps supérieur à $1/\Delta\nu$ soit supérieur à 10^{-7} s. Ceci est équivalent à une différence de marche de l'interféromètre réalisé de l'ordre de 30 m.

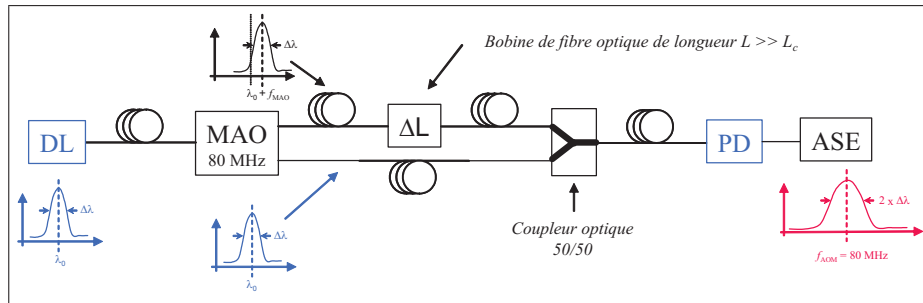


FIG. 3.16 – Banc de mesure de la largeur de raie de la source laser par méthode d'hétérodynage

Le spectre électrique (figure 3.17) est composé d'une raie centrée autour de la fréquence de modulation du modulateur acousto-optique, dont la largeur à mi-hauteur correspond à deux fois la largeur de raie de la diode laser.

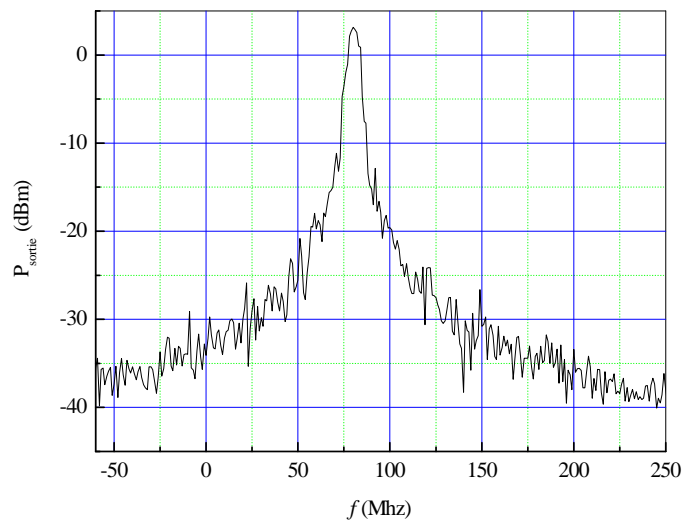


FIG. 3.17 – Spectre électrique de mesure de la largeur de raie de la diode laser

A partir de la mesure précédente, nous trouvons une largeur de raie de l'ordre de 1,5 MHz pour une puissance émise de 6.5 mW.

Le fonctionnement monomode de la diode laser a également été vérifié.

Mesure du bruit de phase de l'émetteur/récepteur optique

Pour conclure sur la caractérisation du dispositif optique d'émission et de détection, nous avons mesuré le bruit de phase de différentes diodes lasers et photodiodes afin de sélectionner les composants répondant aux spécifications de bruit de phase à 100 MHz :

$$S_{\phi}(f) = 10^{-12} f^{-1} + 10^{-14} f^0 \text{ rad}^2/\text{Hz} \quad (3.24)$$

La mesure du bruit de phase est réalisée à partir du banc de mesure ci-après.

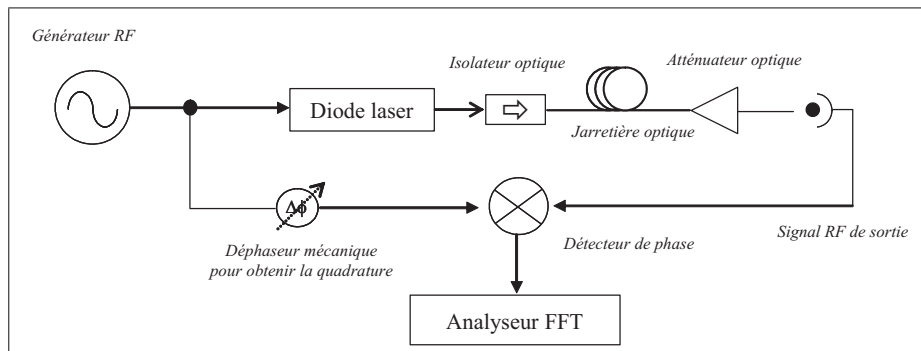


FIG. 3.18 – Banc de mesure du bruit de phase du système optique

Un synthétiseur de fréquence, utilisé comme source de référence pour les deux bras du dispositif de mesure, est utilisé comme signal de modulation de la diode laser. Ainsi, les fluctuations d'amplitude et de phase du synthétiseur sont réjectées et seulement le bruit de phase dû au dispositif d'émission et de détection optique est mesuré. Un déphaseur mécanique permet d'imposer une quasi-quadrature de phase entre les deux signaux et le battement réalisé est alors proportionnel aux fluctuations de phase entre le signal de référence et le signal de sortie du système de détection. Ces fluctuations de phase sont soit analysées spectralement à l'aide d'un analyseur à transformée de Fourier rapide (FFT³) ou directement acquises pour calculer la stabilité de fréquence du système.

Nous présentons sur la figure 3.19 la mesure du bruit de phase du système de distribution optique pour deux fréquences de modulation, 100 MHz et 1 GHz.

³Fast Fourier Transform

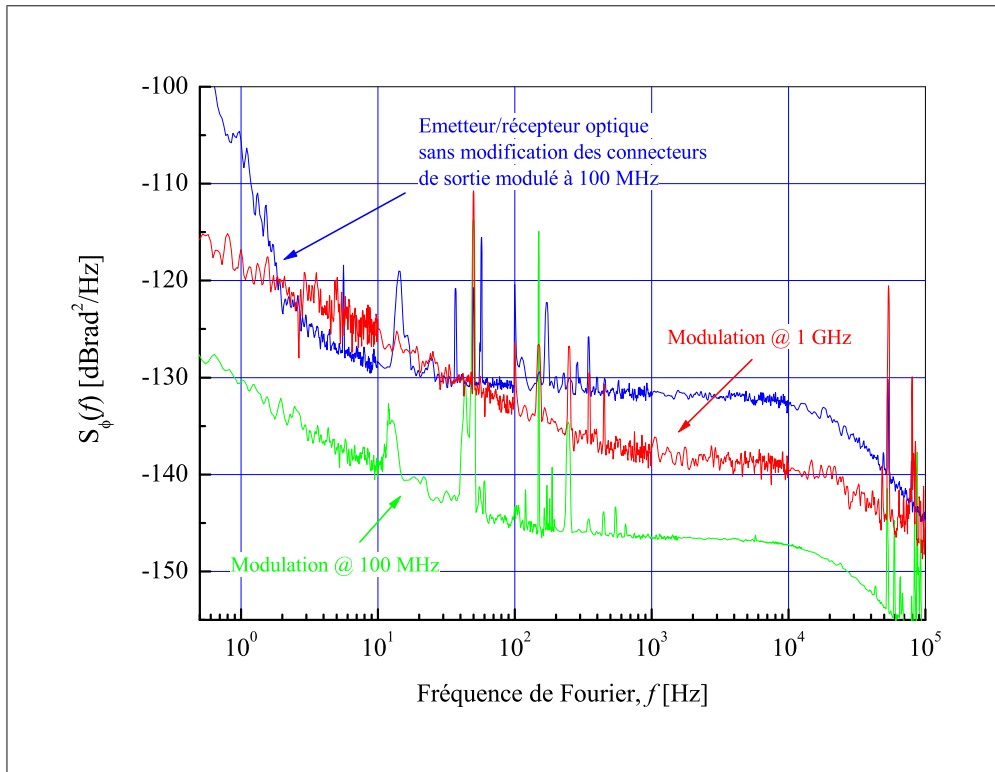


FIG. 3.19 – Mesure de la densité spectrale de bruit de phase du couple émetteur/récepteur, modulé à 100 MHz et 1 GHz (respectivement la courbe verte et la courbe rouge)

L'analyseur de FFT a une fréquence de coupure de 100 kHz, expliquant la décroissance de la densité spectrale de bruit de phase. Le temps de mesure est inversement proportionnel à la bande d'analyse. Pendant le temps de mesure, il est nécessaire que le système reste stable mécaniquement. Nous limitons donc volontairement la mesure à une fréquence basse de 1 Hz.

L'analyse du bruit du couple diode laser / photodiode est complétée par la mesure de la stabilité relative de fréquence du système.

Le plancher de bruit blanc de phase dépend essentiellement des conditions de réalisation des mesures : puissance optique moyenne injectée dans la fibre, profondeur de modulation de la diode laser, puissance optique détectée sur la photodiode. Les mesures présentées sur le graphique de la figure 3.19 ont été menées à différentes périodes d'avancement de l'expérience avec des paramètres différents, ce qui explique que le niveau de bruit blanc varie d'une mesure à l'autre. Néanmoins, nous avons

démontré la possibilité d'atteindre des niveaux de bruit blanc de phase meilleur que -140 dBrad²/Hz ⁽⁴⁾, même pour une fréquence de modulation à 100 MHz. Le plus intéressant réside dans la mesure basse-fréquence du bruit de phase du système d'émission-réception (1 Hz - 100 Hz).

La courbe bleue, réalisée pour une fréquence de modulation de 100 MHz, présente une remontée de bruit de phase en f^{-2} pour les fréquences de Fourier inférieures à 100 Hz. Cet excès de bruit d'origine interférométrique, provient du battement entre le signal optique émis par la diode laser et des réflexions optiques sur le connecteur FC/PC de la fibre de sortie de la diode laser. La longueur du pigtail de sortie de la diode est de l'ordre de 3 m, correspondant à la longueur d'onde du signal de modulation à 100 MHz. La cavité ainsi formée entre la face de sortie de la diode et le connecteur optique mène donc à des interférences. Pour remédier à ce problème, le pigtail de sortie de la diode laser est réduit à quelques dizaines de centimètres et un connecteur de sortie est remplacé par un connecteur FC/APC. De plus une gaine supplémentaire de protection est installée afin d'améliorer la stabilité de phase. Nous mesurons alors une densité spectrale de bruit de phase (courbe verte) présentant un bruit flicker avec un niveau de -130 dBrad² à 1 Hz de la porteuse radiofréquence à 100 MHz, et un plancher de bruit blanc de -145 dBrad²/Hz dans des conditions optimums. Pour une modulation d'amplitude à 1 GHz, (courbe rouge), nous mesurons un niveau de bruit de phase de l'ordre de -120 dBrad² à 1 Hz de la porteuse.

Pour obtenir ces résultats, plusieurs diodes lasers DFB à 1310 nm et $1,55 \mu\text{m}$, de différents fabricants, et différents détecteurs ont été testés. Nous avons choisi ceux dont le bruit de phase permettait d'atteindre les objectifs fixés.

3.4 Support de transmission : réseau fibré existant

3.4.1 Fibre monomode

La fibre utilisée est une fibre monomode. En fonction des perturbations extérieures (origine et amplitude des variations de phase induites) et de la longueur de distribution, on pourra s'orienter vers une catégorie précise de fibre monomode :

- fibre standard
- fibre à faible coefficient de température
- fibre à compensation de dispersion
- ...

Le bruit de phase ajouté lors du transfert du signal vers l'utilisateur, lié à l'environnement extérieur a deux origines : les fluctuations de températures du milieu que traverse la fibre optique et les vibrations mécaniques qui sont difficilement

⁴ $S_\phi(f)$ [dBrad²/Hz] = $10 \times \log \frac{S_\phi(f) \text{ [rad}^2/\text{Hz]}}{1 \text{ [rad}^2/\text{Hz]}}$

modélisables.

Toute variation de température se traduit à la fois par une modification de l'indice de coeur de la fibre et par une modification de la géométrie de celle-ci. Dans les deux cas, la conséquence est une modification du temps de propagation τ , dépendant de la vitesse de phase de l'onde et défini par :

$$\tau = L \times \frac{n}{c} \quad (3.25)$$

ou en terme de chemin optique de l'onde transmise :

$$n \cdot L = c \times \tau \quad (3.26)$$

où L est la longueur de la fibre considérée, n l'indice de réfraction de coeur de la fibre et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Il est courant de trouver dans la littérature, la notion de coefficient de température k , en $[\text{°C}^{-1}]$ (Thermal Coefficient of Delay, TCD, en anglais) qui traduit les variations du chemin optique par rapport à la longueur totale de la fibre, en fonction de la température :

$$\Delta(n \cdot L) = k \times L \times \Delta T \quad (3.27)$$

avec δT la variation de température en $[\text{°C}]$ que subit la fibre optique.

On a alors :

$$k = \frac{1}{n \cdot L} \times \frac{d(n \cdot L)}{dT} \quad (3.28)$$

$$= \frac{1}{n \cdot L} \times \left[L \times \frac{dn}{dT} + n \times \frac{dL}{dT} \right] \quad (3.29)$$

Dans le cas d'une fibre standard utilisée pour les télécommunications optiques (SMF-28 par exemple), les variations typiques d'indice et de longueur, par rapport à la température, sont :

$$\begin{aligned} \frac{dn}{d\theta} &= 1,2 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1} \\ \frac{1}{L} \frac{dL}{d\theta} &= 5,6 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1} \end{aligned}$$

Pour une fibre de type SMF-28, on trouve alors un coefficient de température de l'ordre de 8 ppm/°C. Les études sur les fibres et notamment les matériaux qui les constituent, ont fait que des fibres beaucoup moins sensibles aux effets de

température (fibre SUMITOMO LTCD⁵) ont été développées, montrant un coefficient de température de 0.8 ppm/°C. Néanmoins ce type de fibre reste relativement coûteux.

Le tableau suivant compare les caractéristiques des deux types de fibre avec un câble micro-onde classique.

Type	Cable micro-onde			Fibre Optique	
	LMR 400			SMF 28	LTCD
Atténuation (dB/km)	10 MHz < 12	100 MHz < 41	1 GHz < 135	< 0.2	0.3
Dispersion chromatique (ps/m/km)				≈ 17	
Stabilité de phase (ps/km/°C)	< 30			≈ 40	< 5
Diamètre gaine (mm)	10.3			3	
Coût (Euro/km)	≈ 2500			45	≈ 4000

La figure 3.20 est la comparaison entre la stabilité relative de fréquence typique d'un MASER à hydrogène et les instabilités relatives de fréquences engendrées par des variations pic à pic journalières de $\pm 2^\circ\text{C}$ et des fluctuations résiduelles dues à la climatisation de 0.1°C avec une période de 300s.

A la fois pour des raisons de coût et de bruit (figure 3.20), la fibre à faible coefficient de température n'est intéressante que pour des liaisons de courtes distances (quelques centaines de mètres). Au delà, ce type de fibre ne permet plus de compenser les perturbations thermiques journalières et pour garantir la stabilité de fréquence du signal distribué, il est nécessaire d'utiliser un système de compensation de phase actif.

3.4.2 Réseau fibré existant et moyen de tests

Pour des liaisons à moyenne ou longue distance, le bruit de la fibre, notamment d'origine thermique, ne peut être compensé que par un dispositif actif. L'usage de fibre standard de télécommunication est donc le support le plus adapté et le moins coûteux. L'idée est alors de profiter de la redondance du réseau fibré métropolitain de télécommunications et d'utiliser des fibres noires, dédiées pour l'application. Il est relativement aisé de connecter l'ensemble des utilisateurs potentiels à un centre de référence. En effet, la plupart des utilisateurs ou laboratoires disposent d'accès

⁵Low Thermal Coefficient of Delay

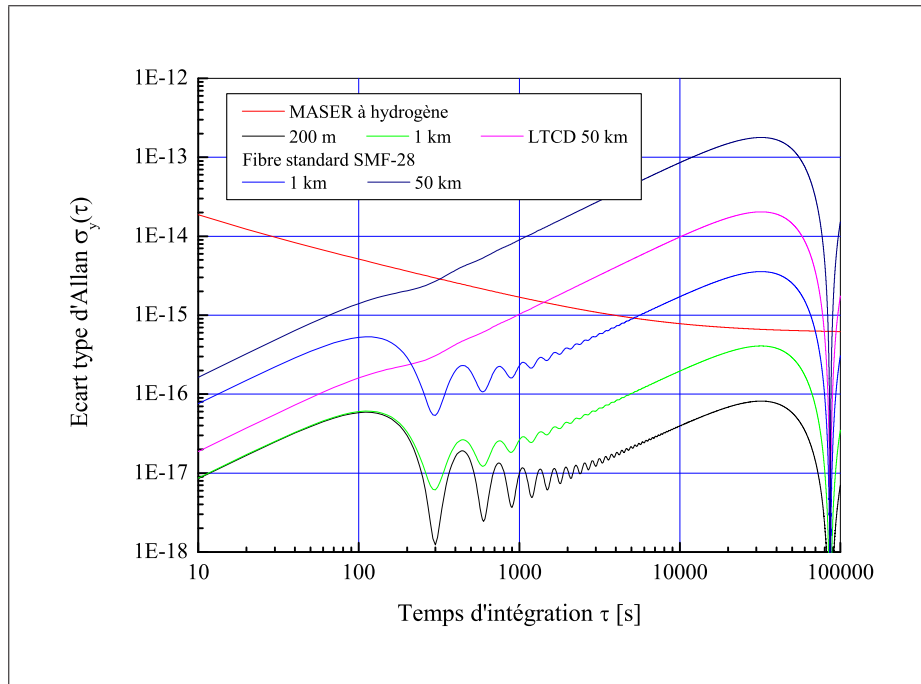


FIG. 3.20 – Instabilités relatives de fréquence dues aux fluctuations externes de température en fonction de la longueur du lien optique et du type de fibre : standard ou LTCDF. Les variations de température journalières sont de ± 2 °C et des fluctuations d'une période de 300s avec une amplitude de 0,1 °C sont simulées.

direct au réseau via le réseau de télécommunication.

Différents supports fibrés, plus ou moins longs et soumis à des perturbations différentes de part leur localisation serviront de moyen de test pour le système de distribution que nous développons :

Lien optique interne du LNE-SYRTE (100m à 300 m) : Le réseau fibré du LNE-SYRTE connecte les différentes expériences du laboratoire (fontaines atomiques, capteurs inertiels, horloges optiques et laser femtoseconde) à l'oscillateur local de référence, générant le signal métrologique à 100 MHz ou 1 GHz de référence. Ces liaisons, de quelques dizaines de mètres, sont à la fois équipées de fibres ultra-stable en température (LTCDF) et de fibres standards de type SMF-28. La fibre LTCDF est utilisée pour les connexions entre les bâtiments afin de s'affranchir des grosses variations de température journalières.

Lien optique interne du CNES (2 × 800 m) : Cette liaison permet de relier la salle de tests de l'horloge spatiale PHARAO aux équipements temps/fréquence du CNES (Maser à hydrogène, récepteurs GPS, ...). Cette connexion a été ins-

tallée afin de distribuer le signal de référence nécessaire pour la synthèse de la fréquence micro-onde d'interrogation des atomes de l'horloge mais également pour pouvoir connecter l'horloge PHARAO pour des comparaisons avec les horloges du LNE-SYRTE afin d'en évaluer les performances.

Liaison LNE-SYRTE/LKB Jussieu (2×3 km) : Il s'agit d'une liaison fibré utilisant le réseau de télécommunication parisien, dédiée à des applications de physique fondamentale.

Connexion LNE-SYRTE/LPL Paris 13 (2×43 km) : Cette connexion est composée de 2 tronçons de fibres optiques du réseau parisien France Télécom, directes via différentes soudures optiques. Cette liaison, de part son parcours (métro, autoroutes, environnement urbain) est soumise à différents types de perturbations aussi bien mécaniques que thermiques avec des constantes de temps différentes. Les deux fibres ont été installées à la fois pour les besoins du LPL à disposer d'un signal de référence à 100 MHz ou à 1 GHz pour leurs applications et pour démontrer la faisabilité d'une dissémination de références de fréquence sur fibre optique du réseau de télécommunication.

La figure 3.21 est une carte de localisation des différents supports fibrés dont dispose le LNE-SYRTE.

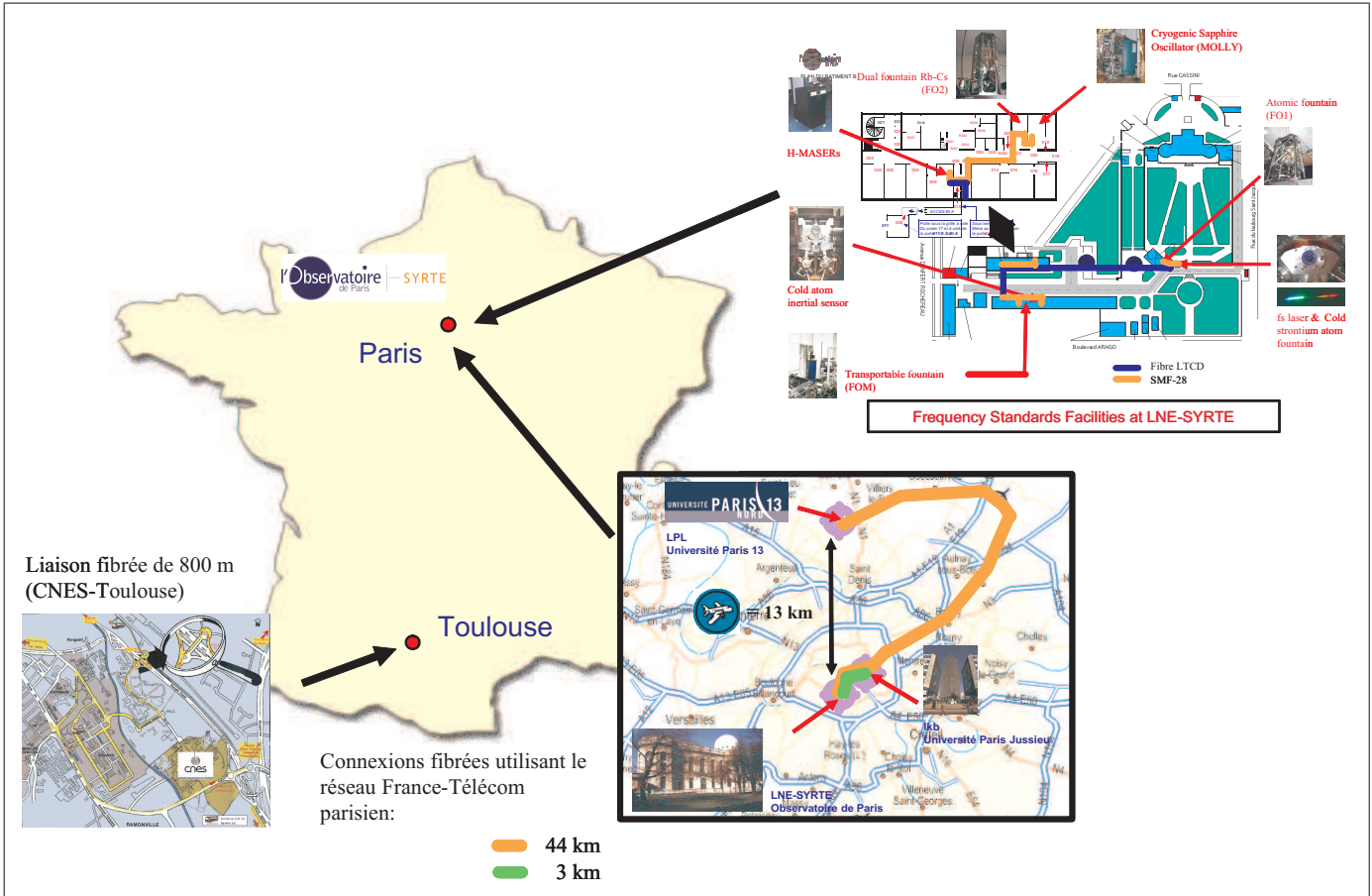


FIG. 3.21 – Localisation des différents moyens de tests du LNE-SYRTE

L'ensemble de ces liens optiques ont été caractérisés en termes de stabilité relative de fréquence. Ces mesures permettent de mettre en évidence les différentes stratégies à adopter en fonction de la longueur du lien optique mais également de l'environnement géographique. Les différentes mesures ont reportées sur le graphique de la figure 3.22.

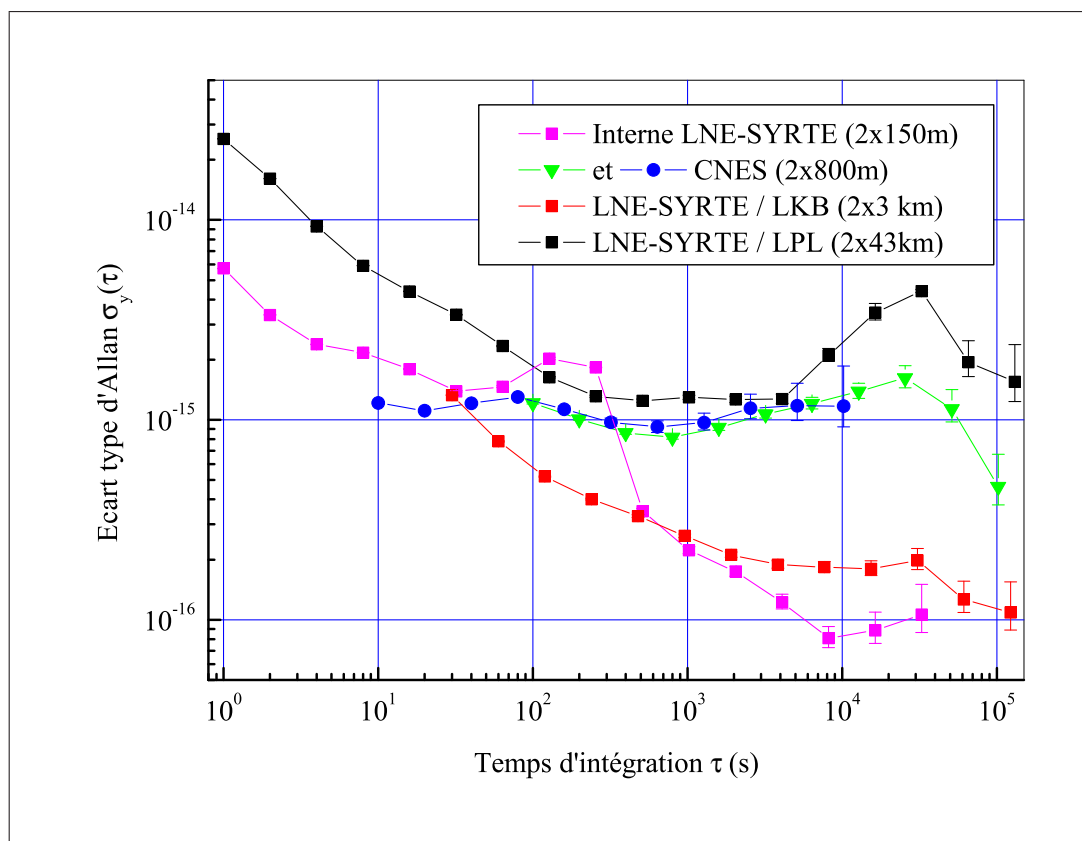


FIG. 3.22 – Stabilités relatives de fréquences des différents liens fibrés du LNE-SYRTE

Les différentes mesures démontrent l'aspect aléatoire quant au bruit additif lié au support de transmission. Par exemple, la connexion fibrée interne du CNES a été installée dans les chemins de câbles des différents bâtiments du site. De ce fait, ce lien est peu sensible aux vibrations mécaniques et présente une bonne stabilité relative de fréquence pour les temps courts, limitée par le système d'émission/réception optique. De même, la constante de temps des bâtiments est telle que seules les fluctuations thermiques, notamment journalière, affectent la fibre et se traduisent par un plateau au niveau de la courbe de stabilité. Des considérations identiques peuvent être faites au sujet des autres liaisons fibrées et s'expliquent par leurs installations

et leurs parcours géographiques.

La mesure de la densité spectrale de bruit de phase de chacun de ces liens est reportée sur le graphique de la figure 3.23.

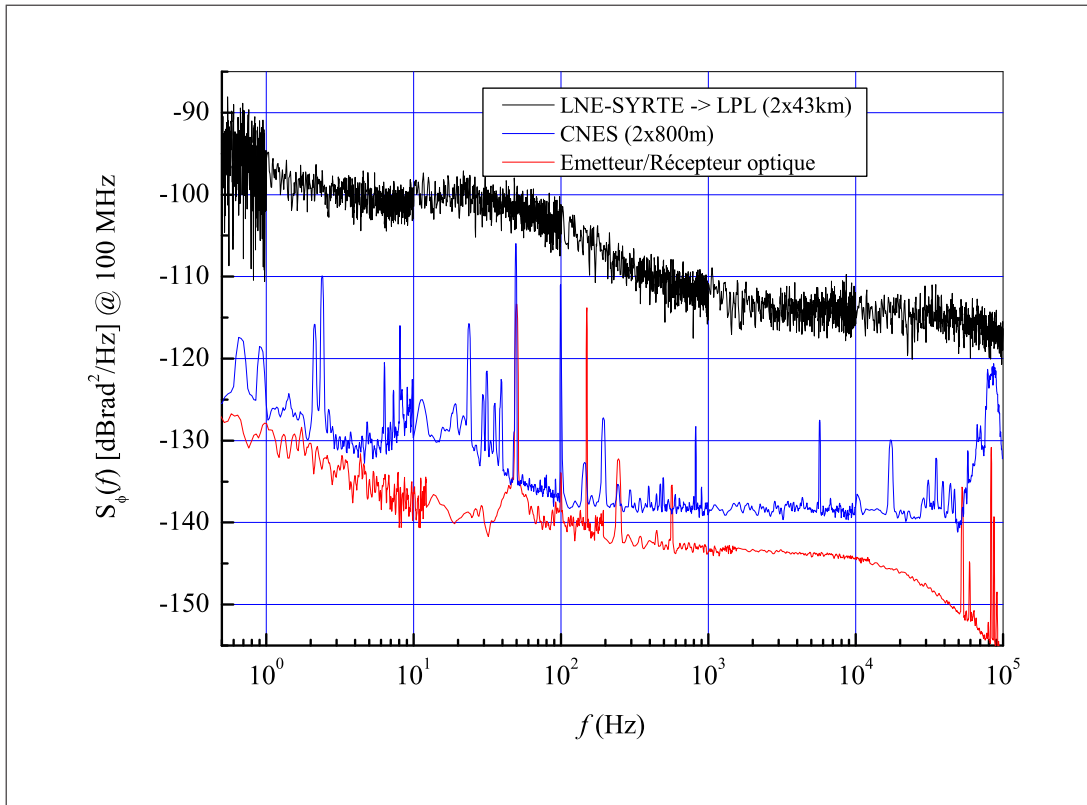


FIG. 3.23 – Stabilités relatives de fréquences des différents liens fibrés du LNE-SYRTE

Ces mesures confirment les mesures de stabilité de fréquence. La liaison fibrée du CNES montre un bruit quasi-équivalent à celui de l'émetteur/récepteur optique. La principale source de bruit à 1 Hz de la porteuse est les vibrations mécaniques. Comme observé sur le graphique de la figure 3.22, seul du bruit d'origine thermique dégrade les performances de la liaison. En revanche pour le lien entre le LNE-SYRTE et le LPL, celui-ci est à la fois affecté par des phénomènes lents et rapide. On remarque également une remontée du bruit de phase pour des fréquences inférieures à 1 kHz, d'amplitude $100 \text{ rad}^2/\text{Hz}$. Cependant, ce niveau de bruit fluctue au cours du temps en fonction des paramètres météorologiques et de l'activité autour de la fibre.

3.5 Conclusion

Nous avons présenté ici une alternative aux moyens actuels de comparaison, envisagée et réalisée, pour des applications VLBI, par le JPL. La méthode décrite consiste à distribuer un signal radiofréquence de référence à 100 MHz ou 1 GHz, par modulation d'amplitude d'une porteuse optique dans les longueurs d'onde télécom. Le signal optique modulé est transféré à un utilisateur par fibre optique standard monomode du réseau de télécommunications. Les performances du système sont fixées par les performances métrologiques des signaux disséminés et sont fonctions des applications de l'utilisateur. Les composants optiques choisis montrent une stabilité allant de 10^{-14} à 10^{-15} selon la fréquence de modulation. Dans le chapitre suivant, nous présentons les perturbations de phase induites par la fibre et l'environnement extérieur.

Chapitre 4

Limitations physiques et bruit du milieu de transmission

4.1 Bruit intrinsèque de la fibre et effets non-linéaires

A l'exception des perturbations de phase d'origine externe, introduites lors du transfert dans la fibre, différentes sources de bruit [34], [35], de l'équipement ou liées à des effets non-linéaires dans la fibre, peuvent dégrader le rapport signal-à-bruit du signal détecté et donc diminuer les performances du système de distribution.

4.1.1 Atténuation optique et rapport signal-à-bruit

La principale limitation est liée aux pertes optiques, qu'elles soient dues à l'atténuation dans la fibre (typiquement 0.2 dB/km pour une longueur d'onde optique de 1.55 μm) ou aux pertes d'insertion des différents composants passifs utilisés (circulateurs, isolateur ...). Les pertes optiques peuvent être accentuées par toute courbure de la fibre le long du trajet optique. En effet, dans une fibre monomode, le front d'onde optique se propage perpendiculairement à la direction de propagation. En cas de courbure, il y a modification locale de l'indice de réfraction du cœur de la fibre et le front d'onde n'est plus soumis à la même vitesse de propagation au centre et le long de la gaine. En cas de forte courbure, l'indice à l'extrémité du cœur devient proche de celui de la gaine et le mode n'est partiellement plus guidé, entraînant ainsi une perte du signal.

Le niveau de signal à injecter doit prendre en compte le bruit de la photodiode et au bruit issu du processus d'absorption aléatoire de la lumière soit la création de paires électron-trou menant à la génération du courant photonique. Ceci induit un bruit de grenaille (ou shot noise) qui est un bruit blanc dont la densité spectrale de courant est :

$$\frac{d}{df} \langle i_s^2 \rangle = 2 \times e \times I_{\text{photonique}} \quad (4.1)$$

où e est la charge de l'électron ($1,6 \times 10^{-19} \text{C}$) et $I_{\text{photonique}}$ le courant photonique issu de l'absorption du signal optique.

S'ajoute à ce bruit, le bruit du courant d'obscurité de la photodiode. En l'absence de lumière incidente sur la photodiode, il circule un courant d'obscurité ($I_{\text{obscurité}}$), lié au processus aléatoire de génération de paires électron-trou par les centres profonds. Fortement dépendant de la tension de polarisation de la photodiode, il est de l'ordre du nA sous une tension inverse de 15 V et s'ajoute au courant photonique sous éclairage. On lui associe également un bruit de grenaille dont la densité spectrale de bruit est donnée par :

$$\frac{d}{df} \langle i_d^2 \rangle = 2 \times e \times I_{\text{obscurité}} \quad (4.2)$$

Enfin, une autre composante de bruit, est le bruit thermique associé à la résistance de charge de la photodiode, auquel s'additionne le bruit de l'amplificateur transimpédance ($\frac{d}{df} \langle i_{\text{amplificateur}}^2 \rangle$) :

$$\frac{d \langle i_{th}^2 \rangle}{df} = \frac{4kT}{R} \quad (4.3)$$

Dans l'équation précédente, k est la constante de Boltzmann, égale à $1,38034 \times 10^{-23} \text{J/K}$ et R la résistance de charge de la photodiode qui est généralement de 50Ω .

La contribution totale de bruit du récepteur optique est égale à la somme quadratique des bruits de courant intervenant lors du processus de détection. Au final, si l'on ne considère que le bruit au niveau du photo-détecteur, le rapport signal-à-bruit du signal détecté est ;

$$\frac{S}{B} = \frac{I_{\text{photonique}}^2}{\int (2 \times e \times (I_{\text{photonique}} + I_{\text{obscurité}}) + \frac{4kT}{R} + \frac{d}{df} \langle i_{\text{amplificateur}}^2 \rangle) df} \quad (4.4)$$

Par ailleurs, la puissance optique délivrée par la diode laser fluctue dans le temps. Ces fluctuations sont liées au processus d'émission spontanée et conduisent à un bruit d'intensité appelé RIN pour Relative Intensitive Noise en anglais. La densité spectrale de bruit ([dBc/Hz]) de puissance résultante est fonction de la fréquence de modulation du laser et inversement proportionnelle au carré du signal optique délivrée (P) :

$$\text{rin}(f) = 10 \log\left(\frac{\langle \Delta P^2(f) \rangle}{P^2}\right) \quad (4.5)$$

Usuellement, le bruit d'intensité du laser est exprimé en échelle logarithmique ($RIN(f) = 10 \log(\text{rin}(f))$). Le bruit d'intensité est en f^{-1} pour les basses fréquences puis présente un palier typique de -145 dBc pour les diodes lasers DFB.

Le bruit relatif d'intensité est un bruit additif qu'il faut prendre dans le bilan du rapport S/B à la détection :

$$\frac{d}{df} \langle i_{\text{RIN}}^2 \rangle = RIN(f) \times I_{\text{photonique}}^2 \quad (4.6)$$

Finalement, la densité spectrale de bruit de courant du système complet est :

$$\frac{S}{B} = \frac{I_{\text{photonique}}^2}{\int (2 \times e \times (I_{\text{photonique}} + I_{\text{obscurité}}) + \frac{4kT}{R} + \frac{d}{df} \langle i_{\text{amplificateur}}^2 \rangle + \frac{d}{df} \langle i_{\text{RIN}}^2 \rangle) df} \quad (4.7)$$

Le signal optique est modulé sinusoidalement. De ce fait, le courant photonique pris en compte dans le calcul du bruit sera le courant moyen détecté. Ce courant est relié à la puissance optique moyenne du signal détecté et est donc imposé par le courant de polarisation de la diode. En ce qui concerne le signal utilisateur, il s'agit du signal modulé après détection qui est, quant à lui, relié au courant de polarisation de la diode laser. On peut alors réécrire l'équation précédente, non plus par rapport au signal détecté mais par rapport au signal émis.

La tension détectée en sortie du signal de détection est :

$$V_{\text{utilisateur}} = i_{\text{modulation}} \times S_{\text{diode laser}} \times 10^{\frac{-(\alpha L + \gamma)}{10}} \times S_{\text{photodiode}} \times Z_{\text{amp}} \quad (4.8)$$

Dans cette équation, $S_{\text{diode laser}}$ correspond à la sensibilité de la diode laser en [W/A], γ en [dB] représente les pertes optiques d'insertion, α l'atténuation de la fibre [dB/km] et Z_{amp} est la transimpédance de l'amplificateur de la photodiode [Ω].

A hautes fréquences, le bruit du courant d'obscurité devient négligeable devant le bruit de grenaille de la photodiode. Convertie en tension, la puissance spectrale de bruit après amplification est :

$$\frac{d}{df} \langle V_{\text{détecté}}^2 \rangle = [2 \times e \times I_{\text{photonique}} + \frac{4kT}{R} + \frac{d}{df} \langle i_{\text{amplificateur}}^2 \rangle + \frac{d}{df} \langle i_{\text{RIN}}^2 \rangle] \times Z_{\text{amp}}^2 \quad (4.9)$$

avec

$$I_{\text{photonique}} = I_{\text{polarisation}} \times S_{\text{diode laser}} \times 10^{\frac{-(\alpha L + \gamma)}{10}} \times S_{\text{photodiode}} \quad (4.10)$$

Il résulte de ces différentes équations, que pour optimiser le rapport S/B, il est intéressant de travailler avec de fort taux de modulation et un courant de polarisation relativement faible. Toutefois, concernant le courant de polarisation, celui-ci doit être quand même relativement loin du seuil pour éviter des effets de sur-modulation et pour réduire la valeur du RIN.

Afin de valider la faisabilité d'un système de distribution optique sans dégradation des performances des différentes références de fréquence, présentées précédemment, sur plusieurs dizaines de kilomètres, nous avons simulé le niveau de bruit blanc de l'équipement en fonction des pertes optiques et des conditions d'opération (puissance optique injectée, profondeur de modulation ...).

Ce calcul prend en compte les paramètres suivants, typiques des composants optoélectroniques utilisés pour notre application :

$S_{\text{diode laser}} = 200 \text{ mW/A}$	$S_{\text{photodiode}} = 0.95 \text{ A/W}$	$P_{\text{opt}} = 5 \text{ mW}$
$R_s = 47 \Omega$	$Z_{\text{amp}} = 500 \Omega$	$\text{RIN}(f) = -145 \text{ dBm/Hz}$
$R = 250 \Omega$	$P_{\text{rf}} = -4 \text{ dBm}$	

Le niveau de bruit blanc de phase est également analysé pour différents niveaux de modulation de la diode laser et différentes puissances optiques injectées dans la fibre, afin de démontrer l'existence d'un mode opératoire optimum et de valider les caractéristiques technique de l'équipement. La simulation est donc soit réalisée à niveau optique constant de 5 mW soit pour une puissance RF de modulation donnée, ie 13 dBm (figures 4.2 et 4.3).

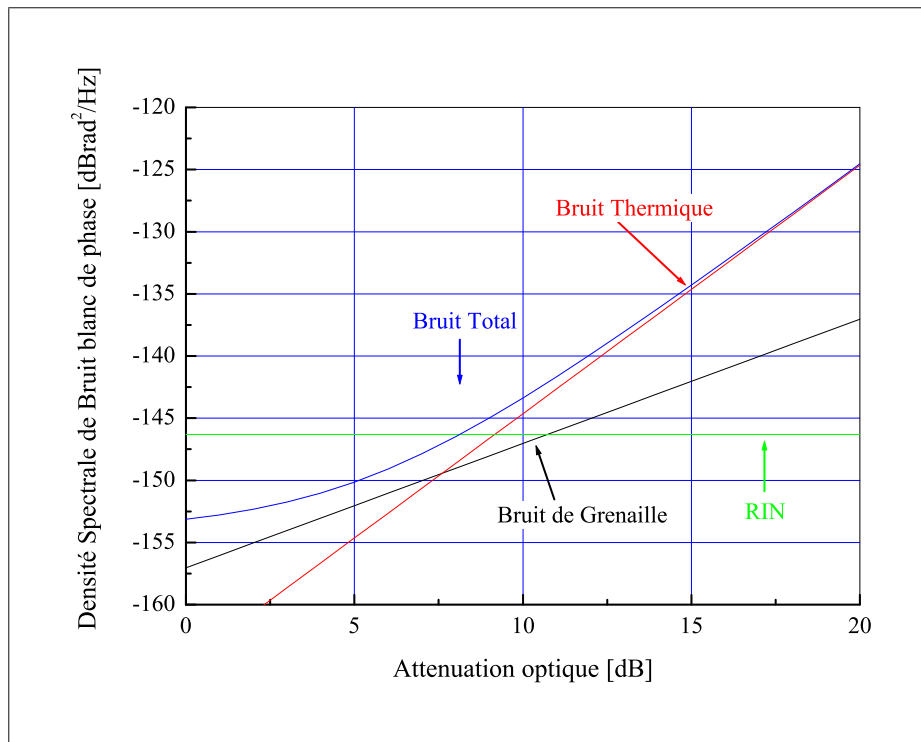


FIG. 4.1 – Calcul du bruit blanc de phase pour chacune des sources de bruit du système optique, en fonction des pertes optiques du milieu de transmission. Cette simulation est réalisée pour une puissance optique moyenne de 5 mW à l'émission et une puissance RF de modulation de 13 dBm

Les figures 4.4 et 4.5 sont des mesures du bruit de phase du couple émetteur/récepteur pour différentes configuration de modulation et de polarisation de la diode laser. La diode laser est directement connectée au système de détection à l'aide d'une jarretière optique dont l'atténuation est négligeable. Les mesures sont réalisées pour des puissances optiques ne dépassant pas 7 mW afin de ne pas saturer la photodiode.

Les mesures du bruit de phase de l'émetteur/recepteur optique confortent les simulations réalisées, en ce qui concerne le bruit blanc de phase. Au sujet du bruit flicker en f^{-1} , il est difficile de le modéliser. Il est clair que ce bruit provient de la diode laser puisque la photodiode ne présente que du bruit blanc de phase et que le bruit de l'amplificateur est en dessous des niveaux de bruit mesurés. L'étude du bruit flicker est relativement complexe et il serait relié au bruit d'intensité de la diode laser qui pour les fréquences basses est en f^{-1} .

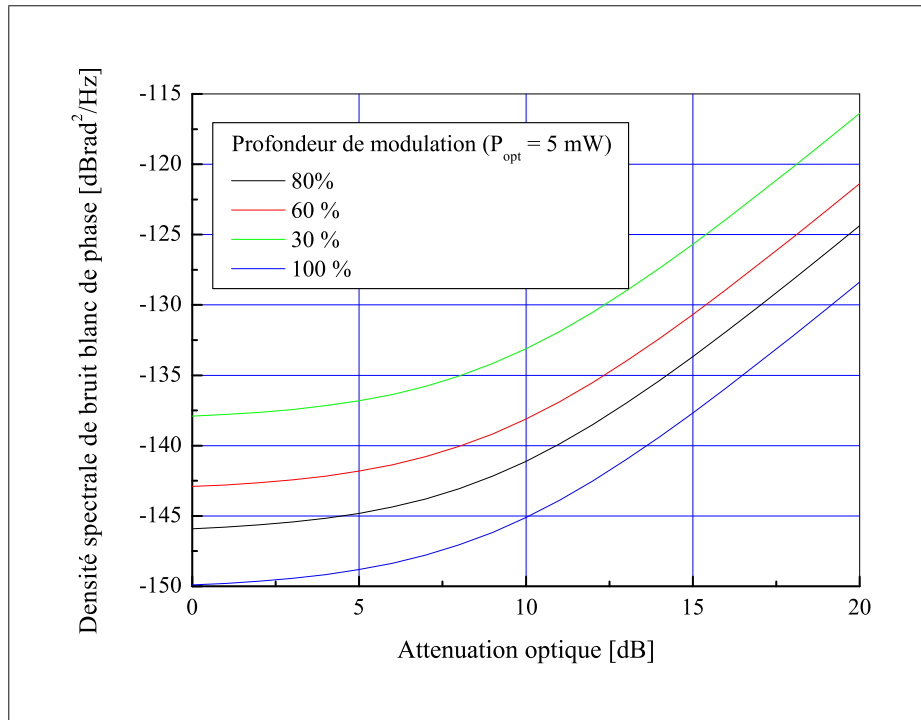


FIG. 4.2 – Estimation du bruit blanc de phase en fonction de l’atténuation optique dans la fibre pour différents niveaux de modulation RF ($P_{\text{opt}} = 5 \text{ mW}$)

4.1.2 Réflexions optiques et bruit interférométrique

Dans un système de distribution optique, il existe beaucoup de cas de réflexions optiques donc les conséquences sont à la fois une perte de signal mais également l’ajout de bruit par génération d’interféromètre ou par perturbation du fonctionnement de la source laser DFB. Dans le cas d’une fibre monomode, les connecteurs et les soudures de mauvaise qualité sont les principales sources de réflexion. Des réflexions peuvent également intervenir au niveau des interfaces des différents composants.

Lorsque deux sites de réflexions sont situés à une longueur de cohérence, ces deux sites peuvent agir comme une cavité Fabry-Pérot dont la conséquence est la génération d’interférences optiques constructives ou destructives entre les ondes réfléchies entre elles ou avec le signal utile. C’est notamment le cas que nous avons exposé précédemment lors de l’étude du bruit de la diode laser. En effet, nous avons observé des réflexions optiques entre le connecteur FC/PC de sortie de la diode et l’interface de sortie de l’isolateur intégré de la DFB. La longueur de la fibre entre l’isolateur et le connecteur correspondait à la longueur d’onde du signal de modula-

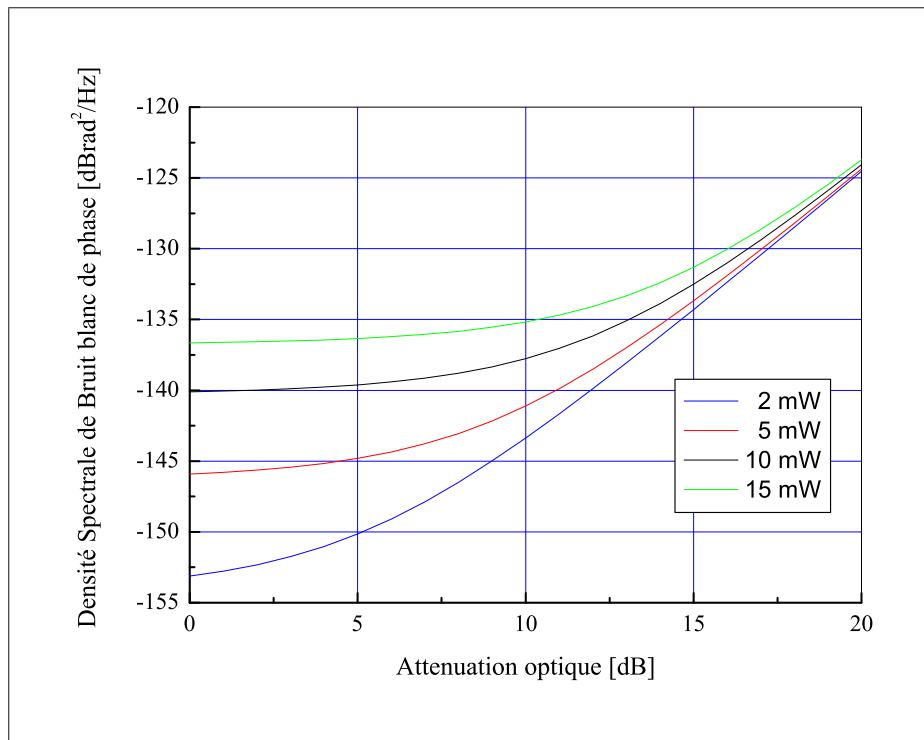


FIG. 4.3 – Estimation du bruit blanc de phase en fonction de l'atténuation optique dans la fibre pour différents niveaux de puissance optique injectée dans la fibre et une profondeur de modulation de 80 %

tion électrique. Les interférences générées ont alors pour origine une remontée du bruit de phase en f^{-2} pour les basses de fréquences de Fourier. La réduction de la longueur de la fibre et la pose d'un connecteur FC/APC à faibles réflexions a alors eu pour incidence de d'éviter ce phénomène. La longueur de la fibre de sortie de la diode doit être telle qu'elle ne corresponde pas à la longueur RF du signal de modulation.

La figure 4.6 est la mise en évidence du bruit interféromérique par comparaison du bruit de phase d'un émetteur optique sujet à des réflexions optiques le long de sa fibre de sortie et celui du système d'émission modifié. Dans les deux cas, la mesure est réalisée pour une fréquence de modulation de 100 MHz. Dans cet exemple, la différence de plancher de bruit blanc de phase est uniquement due au fait que les deux mesures n'ont pas été effectuées dans les mêmes conditions de profondeur de modulation et de niveau de puissance optique injectée dans la fibre.

D'une manière générale, ce phénomène peut intervenir tout au long de la fibre générant des interférences optiques entre le signal transmis et le signal optique issu

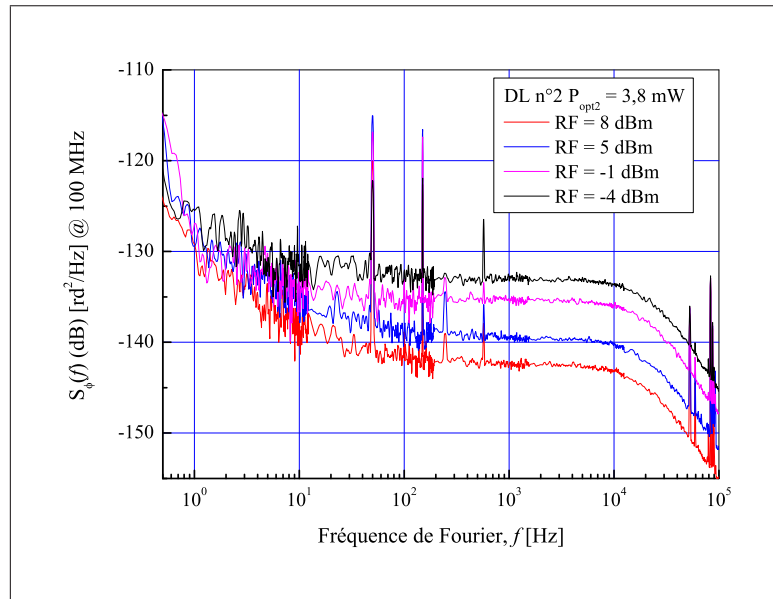


FIG. 4.4 – Mesure du bruit de phase pour différents niveaux de modulation RF ($P_{\text{opt}} = 5 \text{ mW}$ à l'émission)

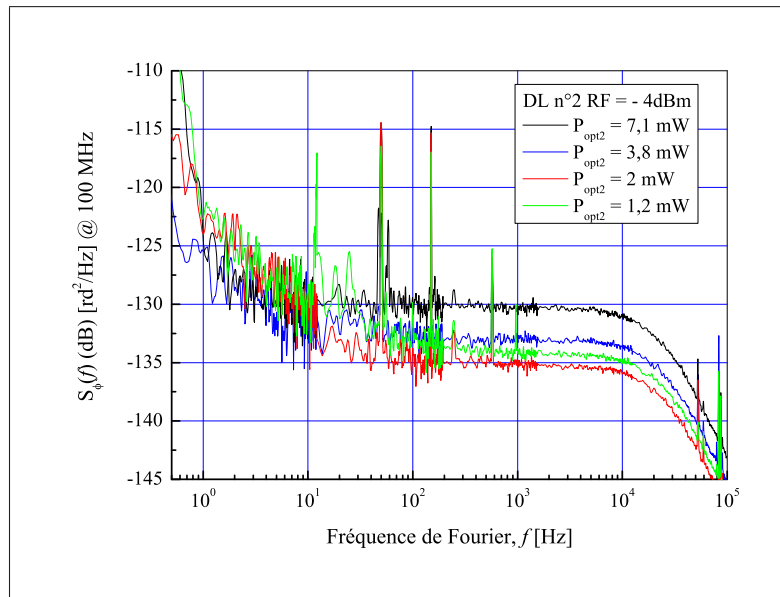


FIG. 4.5 – Mesure du bruit de phase pour différents niveaux de puissance optique injectée dans la fibre ($P_{\text{ref}} = -4 \text{ dBm}$)

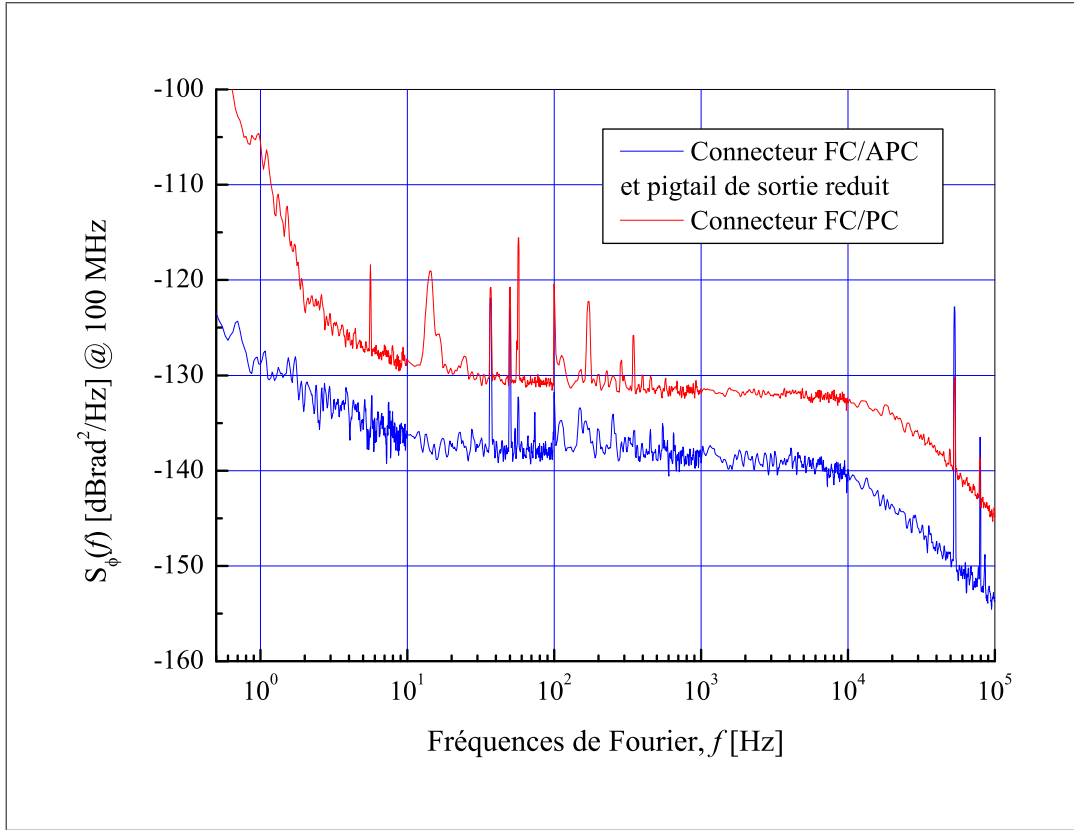


FIG. 4.6 – Densité spectrale de bruit de phase du couple émetteur/récepteur mettant en évidence le bruit interférométrique

de multiples réflexions, dénommées couramment MPI (Multi-Path Interference). Le bruit d'amplitude additif résultant dépend à la fois de la largeur de raie du laser ($\Delta\nu$), des coefficients de réflexion de chaque interface de la cavité Fabry-Pérot ainsi formé (R_1 et R_2) et du temps de propagation dans la cavité τ . Ce bruit additif, noté RIN_{MPI} peut être quantifié par les expressions suivantes :

$$RIN_{MPI}(f) = \frac{16}{\pi} \times R_1 \times R_2 \times \tau^2 \times \Delta\nu, \text{ si } \tau \times \Delta\nu \ll 1 \quad (4.11)$$

$$RIN_{MPI}(f) = \frac{4}{\pi} \times R_1 \times R_2 \frac{\Delta\nu}{f^2 + (\Delta\nu)^2}, \text{ si } \tau \times \Delta\nu \gg 1 \quad (4.12)$$

Le bruit interférométrique, inversement proportionnel à la fréquence de modulation, décroît fortement dans le cas d'une modulation d'amplitude directe de la diode laser, du fait de l'élargissement induit de la largeur de raie du laser.

L'interféromètre produit est sensible à tout phénomène mécanique ou à toute variation thermique, rendant le bruit interférométrique non stationnaire et donc l'évaluation de la contribution du bruit interférométrique reste compliquée et peu prédictible.

Seules des dispositions pratiques peuvent contribuer à la réduction du phénomène comme équiper toutes les connexions de connecteurs clivés de type FCP/APC, soigner les soudures optiques et par l'ajout d'isolateur optique au niveau des composants sensibles (diode laser, photodiode).

4.1.3 Diffusion Brillouin stimulée

Définition du phénomène et du gain Brillouin

La diffusion Brillouin stimulée, ou encore SBS (Stimulated Brillouin Scattering) en anglais, est un phénomène non-linéaire dans la fibre, dû à l'interaction entre le signal de pompe optique et une onde de Stokes via une onde acoustique générée sous certaines conditions [36]. A partir d'un certain seuil optique de puissance injectée, une onde acoustique peut être produite par un processus d'électrostriction dans la fibre. En effet, une forte puissance optique peut conduire à une compression locale du matériau de la fibre optique, ayant pour conséquence la création d'une onde acoustique. Cette onde acoustique module localement l'indice de réfraction du milieu traversé par l'onde, induisant un réseau d'indice, similaire à un filtre à réseau de Bragg. Par conséquent, une partie du faisceau incident est réfléchi ou transmise en fonction à la fois du pas du réseau réalisant une sélection en longueur d'onde optique, et du coefficient de réflexion du réseau. Ce réseau n'est pas statique et se déplace le long de la fibre à la vitesse de l'onde acoustique v_a , menant à un déplacement en fréquence de type Doppler. La conséquence de l'effet Doppler est la réflexion d'une onde optique à une fréquence plus basse.

D'un point de vue de la mécanique quantique, la rétro-diffusion Brillouin stimulée que nous noterons SBS par la suite, peut être considérée comme un processus d'annihilation d'un photon de l'onde de pompe pour créer simultanément un photon dit "Stokes" et un phonon acoustique. Par conservation de l'énergie et conservation des moments cinétiques, nous obtenons les deux relations suivantes entre les différentes ondes :

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s \text{ et } k_a = k_p - k_s \quad (4.13)$$

avec ω_p et ω_s , respectivement les fréquences de l'onde de pompe et de l'onde Stokes, et k_p , k_s les vecteurs d'onde associés.

L'onde acoustique doit satisfaire l'équation standard de dispersion et la direction de propagation de l'onde Brillouin est imposée par les paramètres du réseau de

Bragg. On obtient donc l'équation :

$$\Omega_B = v_a \times |k_a| \approx 2 v_a \times |k_p| \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (4.14)$$

θ est l'angle entre l'onde de pompe et l'onde Stokes. Dans cette relation, l'approximation suivante est faite : $|k_s| \approx |k_p| = 2\pi n/\lambda_p$ (n étant l'indice de coeur de la fibre et λ_p la longueur d'onde de l'onde de pompe).

L'onde Brillouin passe donc par un maximum obtenu pour une valeur de $\theta = \pi$ et s'annule pour $\theta = 0$. Par ailleurs, la fibre utilisée pour la distribution de référence de fréquence est une fibre monomode ce qui impose seulement deux directions de propagation ou plutôt deux angles privilégiés pour la réflexion sur le réseau de Bragg. De ce fait, dans notre cas, l'onde Brillouin ne peut être que contra-propagative par rapport à l'onde de pompe.

L'écart en fréquence entre les deux ondes (la pompe et le Brillouin) est donnée par l'équation :

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2 \times n \times v_a}{\lambda_p} \quad (4.15)$$

L'écart en fréquence est typiquement de l'ordre de 11 GHz pour une fibre standard en silice, d'indice de coeur $n=1.45$ pour une pompe opérant dans la bande C, ie autour de $1.55 \mu\text{m}$. La vitesse de propagation de l'onde acoustique est de 5.96 km/s. En réalité, le déplacement en fréquence dépend d'autres paramètres comme le coefficient élasto-optique de la fibre, la température ambiante, la concentration de dopants au niveau du coeur ou de la gaine de protection de la fibre, etc.

La corbe de gain de l'onde Brillouin retro-diffusée, $g_B(\nu)$ est couramment approximée par une lorentzienne, centrée autour de la fréquence Ω_B :

$$g_B(\nu) = g_{\text{SBS}} \times \left[1 + \left(\frac{\nu - \nu_B}{\Delta\nu_B/2} \right)^2 \right]^{-1} \quad (4.16)$$

où :

- g_{SBS} is la valeur maximale que peut prendre le coefficient de gain Brillouin [m/W],
- ν_B est le déplacement en fréquence par rapport à la fréquence du signal de pompe [Hz], et
- $\Delta\nu_B$ est la largeur à mi-hauteur de la courbe de gain Brillouin [Hz], reliée au temps de vie du phonon généré lors du processus Brillouin ($T_B \sim 10$ ns) tel que $\Delta\nu_B = 1/(2\pi \times T_B)$ soit 16 MHz.

Le gain Brillouin atteint un maximum, en l'occurrence pour une valeur de fréquence ν correspondant au déplacement en fréquence de l'onde Brillouin ν_B , donné par la relation suivante :

$$g_{\text{SBS}} = \frac{2 \pi^2 n^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho_0 v_a T_B^{-1}} \quad (4.17)$$

sachant que p_{12}^2 est le coefficient élasto-optique longitudinal de la fibre et ρ_0 la densité du matériau traversé. Par exemple, pour une fibre standard utilisée pour les télécommunications optiques, la valeur de g_{SBS} est typiquement 5×10^{-11} m/W.

Intensité Brillouin

L'équation donnant l'intensité de l'onde SBS est calculée à partir des équations classiques de couplage, considérant les différentes directions de propagation de l'onde de pompe et de l'onde Stokes. Dans la formule suivante, l'atténuation de la fibre α est définie en neper/km et nous négligeons le déplacement en fréquence par rapport à l'onde de pompe pour réaliser l'approximation $\lambda_s \approx \lambda_p$:

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s - \alpha I_p \quad (4.18)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_B I_p I_s + \alpha I_p \quad (4.19)$$

Pour notre application, aucune déplétion du signal issu de la diode laser n'est observée expérimentalement. L'atténuation du signal transmis utile n'est donc due uniquement aux pertes optiques dans la fibre et, par conséquent, l'expression de l'intensité du signal de pompe se résume à :

$$I_p(z) = I_p(0) \times e^{-\alpha z} \quad (4.20)$$

Par intégration et considérant une évolution exponentielle de l'onde Stokes, nous obtenons finalement l'expression d'intensité :

$$I_s(0) = I_s(L) \times \exp \left[g_B P_0 \times \frac{L_{\text{eff}}}{A_{\text{eff}}} - \alpha L \right] \quad (4.21)$$

P_0 est la puissance injectée dans la fibre optique, égale à $I_p(0) \times A_{\text{eff}}$, avec A_{eff} la surface efficace du coeur de la fibre. L_{eff} est définie comme la longueur effective d'interaction Brillouin :

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - \exp[-\alpha L]}{\alpha} \quad (4.22)$$

Observations expérimentales de l'effet Brillouin

Expérimentalement, le SBS est converti en bruit blanc de phase additif au niveau de la détection du signal de retour de la distribution de référence de fréquence et peut être mesuré en adoptant le montage de la figure 4.7.

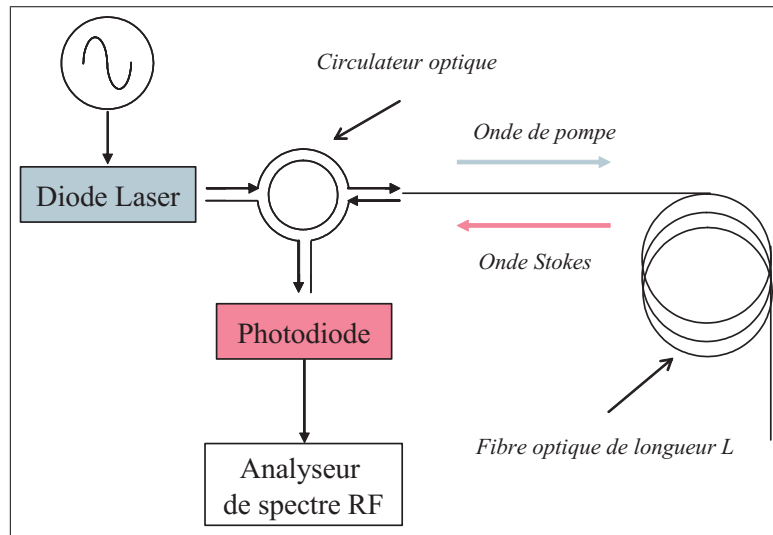


FIG. 4.7 – Schéma du banc de mesure du SBS

Les différentes mesures faites en laboratoire prennent en compte la longueur de la liaison optique, la fréquence de modulation, la profondeur de modulation et la puissance optique injectée dans la fibre. Une des mesures a été réalisée avec une longueur de fibre de 50 km, valeur représentative du lien optique existant entre le LNE-SYRTE et le LPL, pour une fréquence de modulation de 100 MHz.

L'intérêt de ces mesures n'est pas de mettre en évidence l'existence du SBS mais d'avoir une évaluation du phénomène afin de déterminer les paramètres de modulation et de polarisation de la diode laser pour que le phénomène ne soit pas un élément limitant en terme de bruit de phase. En effet, la diffusion Brillouin stimulée est présente dans toute liaison optique bi-directionnelle et apparaît même pour de faibles puissances optiques, de l'ordre du milliwatt. Vu les distances considérées et la modulation directe de la diode laser, il n'est pas possible de travailler avec de faibles puissances optiques (\leq quelques mW) afin de maintenir un rapport signal-à-bruit suffisant en détection.

Nous avons néanmoins vérifié que l'onde optique détectée par retro-diffusion avait pour origine l'effet Brillouin et non des réflexions optiques. La largeur de raie du signal correspond à la valeur théorique et le niveau du signal détecté est dépendant

de la longueur de la liaison. Nous présentons sur la figure 4.8 une mesure de l'onde Brillouin détectée, due à l'injection d'un laser continu dans différentes longueurs de fibre.

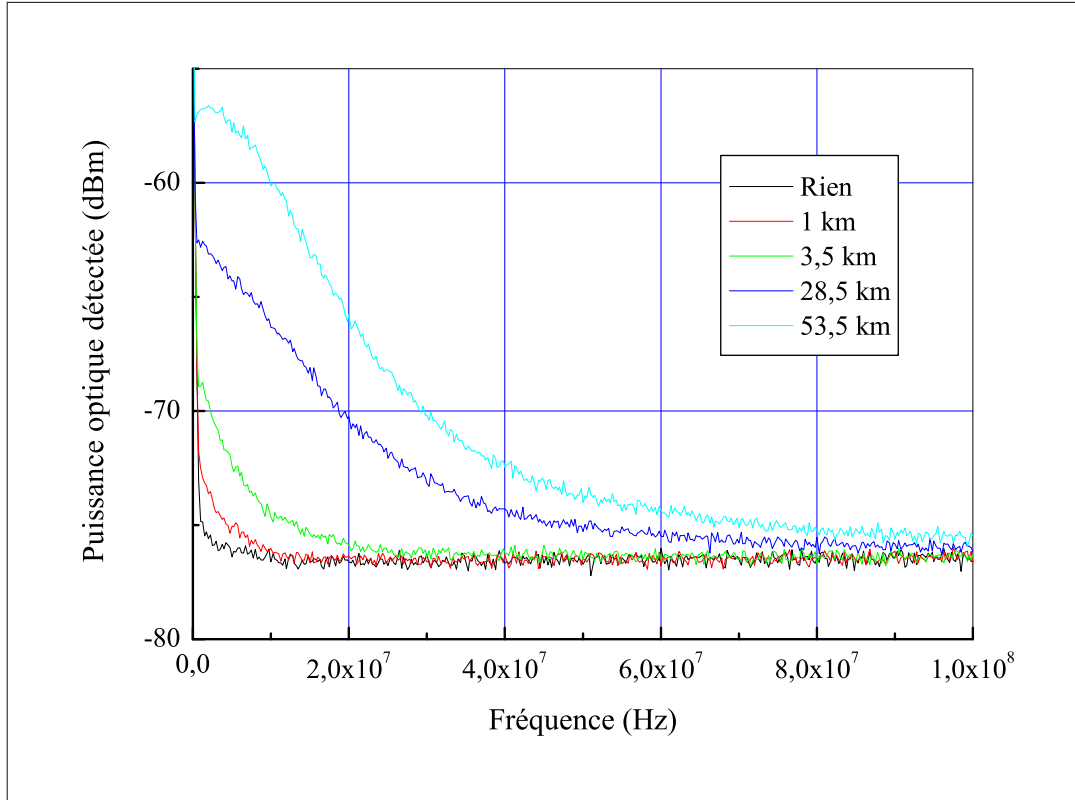


FIG. 4.8 – Spectre électrique du signal Brillouin rétro-diffusé induit par l'injection d'un signal continu dans différentes longueurs de liaisons fibrées ($P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$ et BW (Bande de résolution de l'analyseur de spectre) = 10^5 Hz).

La figure 4.9 est la mesure de la densité spectrale électrique du SBS en fonction du niveau de modulation de la diode laser. Celle-ci met en évidence l'influence du niveau de modulation sur l'amplitude de l'onde Brillouin. On observe une diminution de la puissance de l'onde retro-diffusée par augmentation de la profondeur de modulation du signal de polarisation de la diode laser.

En effet, la modulation directe de la diode laser induit un déplacement en fréquence dû au "chirp" ($\Delta\omega_{\text{opt}}$), assimilable à une modulation de fréquence du signal optique. La puissance optique ¹ prenant en compte cette modulation de fréquence

¹Le spectre combinant modulation d'amplitude et modulation de phase est donné dans l'annexe

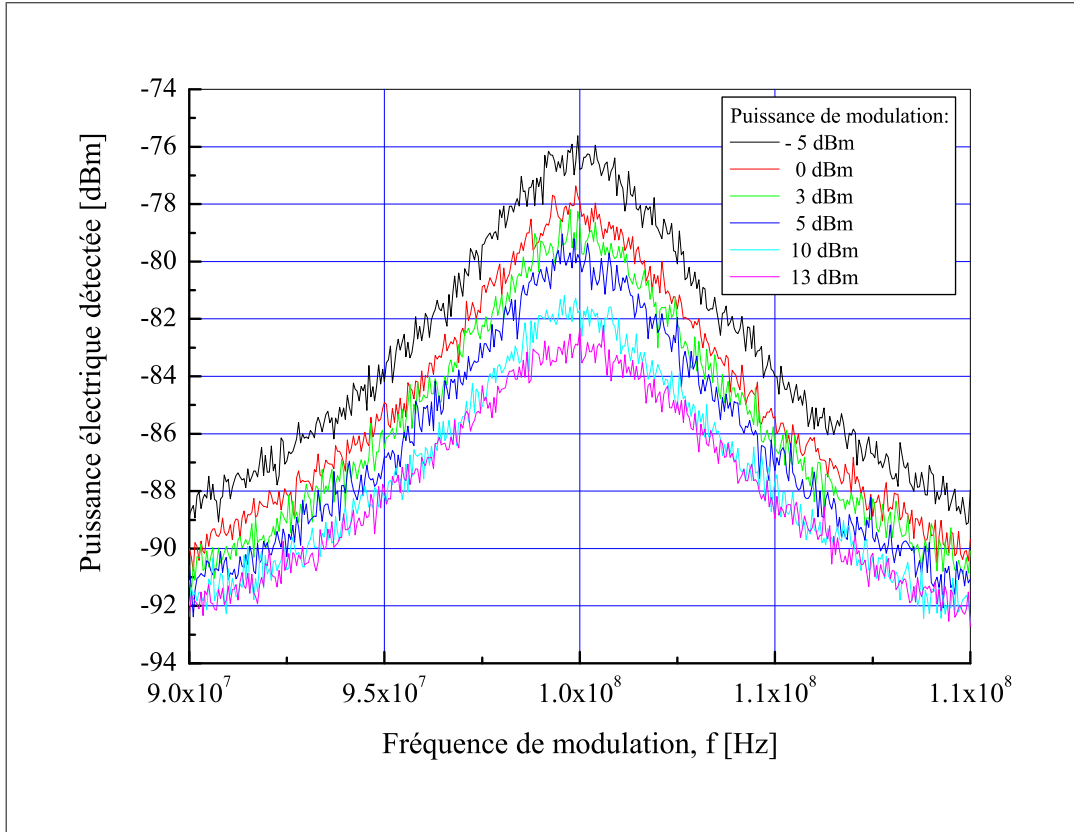


FIG. 4.9 – Spectre électrique du signal Brillouin rétro-diffusé en fonction de la puissance de modulation ($P_{\text{opt}} = 10 \text{ mW}$, $f_{\text{modulation}} = 100 \text{ MHz}$ et $L_{\text{fibre}} = 53.5 \text{ km}$, BW (Bande de résolution de l'analyseur de spectre) = 10^5 Hz).

est :

$$P_{\text{opt}}(t) = S_{\text{diode laser}} I_{\text{polarisation}} \times (1 + m_A \cos(\omega_{\text{ref}} t)) \times \cos(\omega_{\text{opt}} t + m_f \times \cos(\omega_{\text{ref}} t)) \quad (4.23)$$

où m_f est l'indice de modulation de fréquence proportionnel au déplacement de fréquence de la diode laser $\Delta\omega_{\text{opt}}$ et égale à :

$$m_f = \frac{\Delta\omega_{\text{opt}}}{\omega_{\text{ref}}}$$

Le chirp de la diode laser est d'environ 600 MHz/mA. La diode laser est polarisée avec un courant de l'ordre de 50 mA induisant un déplacement en fréquence sur la dispersion.

de 30 GHz. De ce fait, le spectre optique n'est plus uniquement constitué de deux composantes autour de la fréquence de signal optique, mais de raies espacées de la fréquence de modulation radiofréquence avec une phase et une amplitude différentes. La retro-diffusion Brillouin stimulée, dont le spectre est généré à partir du spectre optique du signal de la diode laser, est fortement dépendante de l'amplitude de chacune des raies qui composent le spectre optique. Toute augmentation de la profondeur de modulation de la diode laser a donc pour incidence un étalement du spectre optique et donc l'amplitude de chacune de ces raies, ce qui explique que le gain Brillouin décroît en fonction du niveau de modulation radiofréquence, comme le montre la figure 4.9.

Par ailleurs, le spectre optique de l'onde retro-diffusée Brillouin est composé de raies d'intervalle ω_{ref} comme on peut le voir sur la figure 4.10.

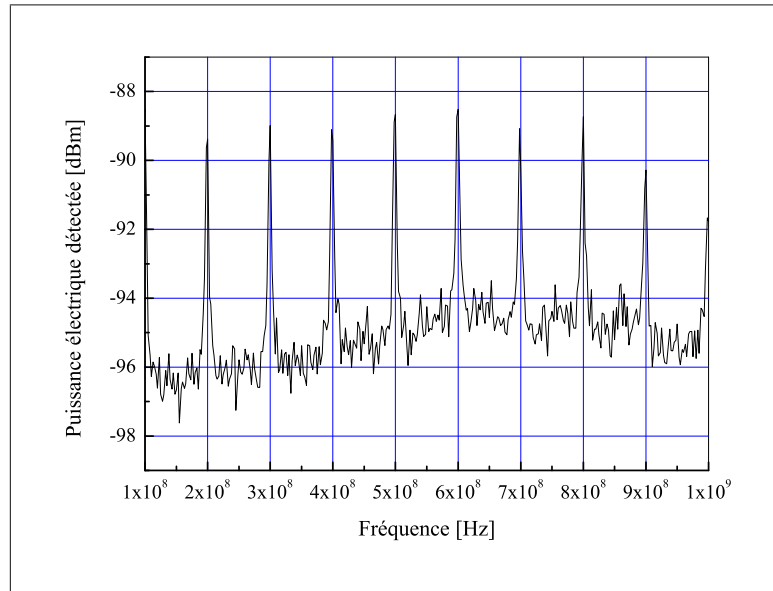


FIG. 4.10 – Spectre électrique du signal Brillouin rétro-diffusé mesuré pour une puissance optique moyenne injectée de 6.5 mW, un niveau de modulation à 100 MHz de 10 dBm, pour un lien optique de 53.5 km (BW (Bande de résolution de l'analyseur de spectre) = 10^5 Hz).

La mesure, réalisée pour une fréquence de modulation de 100 MHz, montre la décomposition du spectre de l'onde Brillouin suivant des raies de même largeur spectrale, espacées de la fréquence de modulation, soit 100 MHz. Si on prend en compte la réponse de la photodiode, les différentes raies semblent avoir la même amplitude. Ce phénomène est à prendre en compte dans le cas d'une liaison bi-fréquence pour que l'onde de retour ne se superpose pas avec une des raies du spectre Brillouin.

Pour une largeur donnée, le nombre de raies diminue avec la fréquence de modulation et donc l'amplitude répartie sur chacune de ces raies croît. Ceci peut donc expliquer pourquoi le gain Brillouin augmente avec la fréquence.

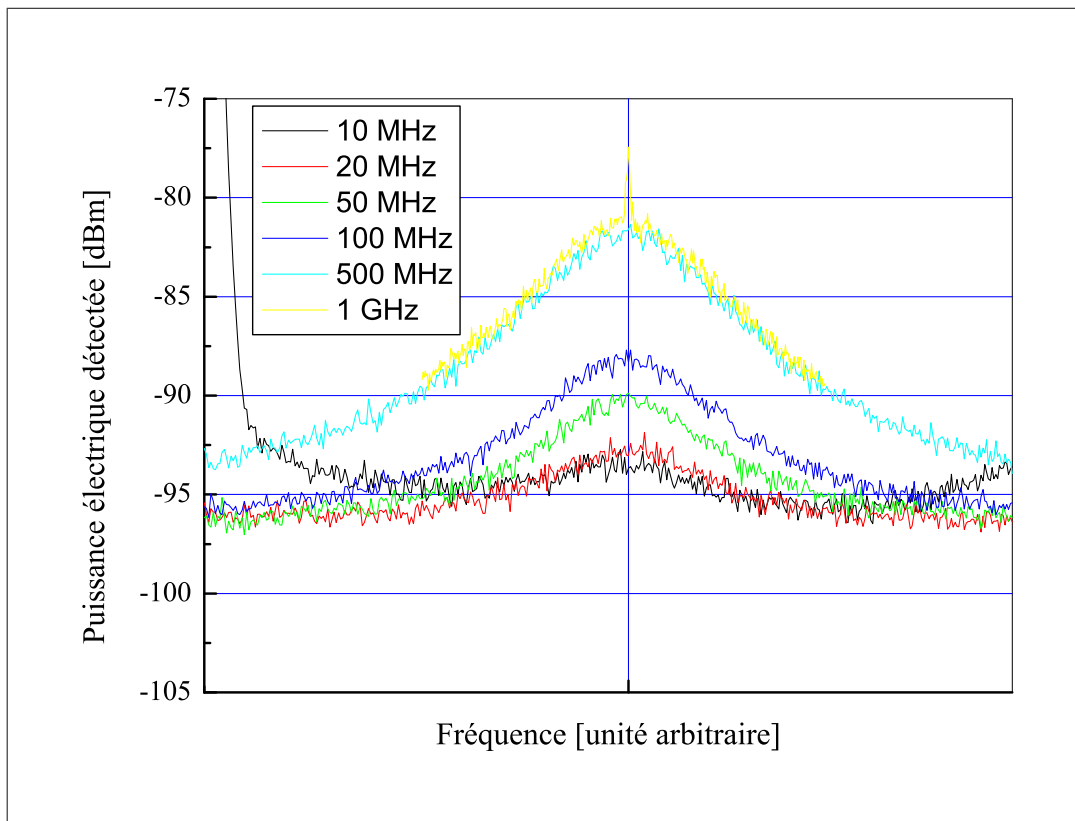


FIG. 4.11 – Spectre électrique du signal Brillouin rétro-diffusé en fonction de la fréquence de modulation de la diode laser ($P_{\text{opt}} = 6.5$ mW, $P_{\text{modulation}} = 10$ dBm et $L_{\text{fibre}} = 53.5$ km (Bande de résolution de l'analyseur de spectre) = 10^5 Hz).

Concernant la mesure à 1 GHz, aucune correction n'a été apportée. De ce fait, le gain Brillouin est pratiquement identique pour les mesures effectuées à 500 MHz et 1 GHz. De plus, le pic central observé est dû à une diaphonie du signal à 1 GHz suite à un manque d'isolation entre les différents modules.

Calcul du bruit additif lié au SBS

A partir des mesures précédentes, il est possible d'évaluer la contribution de l'effet Brillouin en terme de bruit de phase. Le phénomène est fortement dépendant de la liaison : fibre, connexions entre les différentes sections de fibre. Ces paramètres ne sont pas précisément connus car la fibre utilisée est mise à disposition par France Télécom sans spécifications ni cartographie.

La figure 4.9 montre que la puissance électrique de bruit détectée est de l'ordre de -83 dBm dans une bande d'analyse de 10 kHz dans des conditions approchant celles du lien optique LNE-SYRTE/LPL (puissance injectée, niveau de modulation, longueur du lien). Convertie en densité spectrale de puissance de bruit, on obtient :

$$\begin{aligned} P_{\text{SBS}} &= \frac{P_{\text{détectée}}}{\text{BW}} = \frac{10^{-82/10}}{10^5} \\ &= -131.8 \text{ dBm/Hz} \end{aligned}$$

Cette valeur de bruit est à comparer avec le signal radiofréquence utile détecté :

$$\begin{aligned} V_{\text{détecté}} &= i_{\text{photonique}}(t) \times Z_{\text{amp}} \\ &= 10^{-\alpha L/10} \times S_{\text{diode laser}} S_{\text{photodiode}} \sqrt{\frac{P_{\text{rf}}}{R_s}} \times Z_{\text{amp}} \\ &= 10^{-0.2 \times 53.5/10} \times 0.2 \times 0.95 \times \sqrt{\frac{10^{10/10} \times 10^{-3}}{47}} \times 500 \\ &\simeq 0.118 \text{ V} \end{aligned}$$

La puissance électrique du signal détecté sur une charge 50 Ω est donc :

$$\begin{aligned} P_{\text{détectée utilisateur}} &= \frac{V_{\text{détecté}}^2}{50\Omega} \\ &\simeq \frac{0.118^2}{50} \\ &\simeq -5.56 \text{ dBm} \end{aligned}$$

A cette valeur, il faut soustraire les pertes d'insertion des circulateurs optiques, prises en compte dans la mesure de la densité spectrale de bruit du Brillouin. Chaque circulateur présente des pertes optiques de l'ordre de 1,5 dB. Dans les conditions actuelles, l'utilisateur détecterait, par conséquent, un signal de densité spectrale de puissance de l'ordre de -11.56 dBm.

Le rapport signal-à-bruit du signal détecté par rapport au bruit additif dû à la rétro-diffusion Brillouin est donc de :

$$\begin{aligned}\text{SNR} &= P_{\text{détectée utilisateur}} - P_{\text{SBS}} \\ &\simeq -11.6 + 131.8 \\ &\simeq 120.2 \text{ dBm/Hz}\end{aligned}$$

Le bruit mesuré sur l'analyseur de spectre ne permet pas de distinguer le bruit d'amplitude du bruit de phase. Nous faisons l'hypothèse que le Brillouin contribue de la même manière au bruit d'amplitude et au bruit de phase. Le bruit de phase mesuré à la détection serait donc de l'ordre de $117.2 \text{ rad}^2/\text{Hz}$.

Pour une puissance injectée dans la fibre de 10 mW et un niveau de modulation de 13 dBm, le niveau de bruit de phase attendu, pour un lien optique de 53.5 km, est de l'ordre de $-137 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$.

Dans cet exemple, la rétro-diffusion Brillouin stimulée peut conduire à une augmentation du bruit de phase de l'ordre de 20 dB, facilement compensable par l'ajout d'un filtre optique passe-bande à réseau de Bragg, centré sur la longueur d'onde du laser. L'efficacité d'un tel filtre est typiquement de 15 dB optique (30 dB RF). Il faut choisir une bande suffisamment étroite pour supprimer au mieux la contribution Brillouin.

4.1.4 Dispersion et PMD

Limitation de la bande-passante par dispersion temporelle

Les fibres sont dispersives. La dispersion temporelle du signal transmis dépend de la largeur de raie du laser et du coefficient de dispersion de la fibre. Nous donnons la valeur du coefficient de dispersion, figure 4.12, pour une fibre standard utilisée pour les télécommunications optiques, en fonction de la longueur d'onde du laser.

Comme on peut le voir sur la figure précédente, il est préférable de travailler autour de $1,3 \mu\text{m}$, à dispersion nulle. Cependant, les composants optiques pour télécommunications par fibre optique, utilisent la bande C, c'est-à-dire autour de $1,55 \mu\text{m}$, bande dans laquelle la fibre optique présente un minimum d'atténuation, favorables aux longues distances. La bande C offre un choix plus large de diodes lasers, d'amplificateurs optiques et de composants d'insertion, d'isolation ou encore de filtrage. Pour des raisons d'approvisionnement, nous avons donc choisi de travailler dans la bande C où la dispersion chromatique est de l'ordre de 17 ps/nm/km .

Comme spécifié auparavant, la modulation directe de la diode laser génère un élargissement du spectre optique, correspondant à un déplacement en longueur

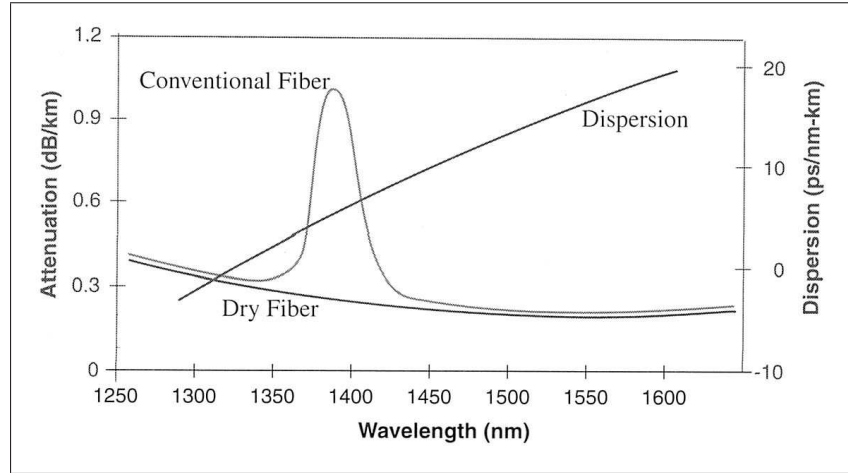


FIG. 4.12 – Courbes de dispersion et d'atténuation dans une fibre de type SMF-28, utilisée pour les télécommunications par fibre optique (sources Lucent Technologies)

d'onde ou chirp, noté $\Delta\lambda_d$ exprimé en pm/Å. L'élargissement du spectre optique génère du bruit d'amplitude dégradant le rapport signal-à-bruit en détection et limite la bande passante de la fibre. Pour un niveau de rapport signal-à-bruit (SNR), la bande passante du lien optique est donnée par la relation suivante :

$$f_{-3 \text{ dB}} = \frac{\text{SNR}}{2 \times L \times D \times \Delta\lambda} \quad (4.24)$$

Dans l'équation précédente, L est à la longueur du lien optique en km, D la dispersion et $\Delta\lambda$ le chirp égal à :

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_d \times i_{\text{modulation}}$$

Les diodes lasers utilisées pour notre application présentent un glissement en fréquence de l'ordre de 3 pm/Å. Celles-ci sont modulées en amplitude avec une profondeur en modulation d'environ 70 % pour un courant de polarisation de l'ordre de 50 mA. Pour un rapport signal à bruit de 120 dB à 1,55 μm , le produit bande-passante \times distance est alors de 200 GHz \times km. A 1 GHz, il est possible de couvrir une distance de 200 km.

De plus, pour des indices de modulation de fréquence élevés, outre l'enrichissement du spectre optique en raies, espacées de la fréquence de modulation, il y a perte de la symétrie du spectre autour de la fréquence du laser. Chacune de ses raies est transportée dans la fibre avec une vitesse différente, de part la dispersion. Lors de la détection, le courant généré est proportionnel au carré du champ électrique de

l'onde optique propagée. En fonction de la distance parcourue, de la fréquence de modulation et de l'indice de modulation de fréquence, on peut assister à l'annulation du signal à la fréquence de modulation.

L'expression complète du champ électrique [37] ainsi qu'un exemple du spectre émis sont donnés en annexe.

Pour conclure, en absence de modulation de fréquence ou pour un indice faible de modulation, la dispersion chromatique a peut d'impact sur le signal transféré. La combinaison de la modulation d'amplitude et de fréquence se traduit par une distortion du signal qui a pour conséquence une réduction du rapport signal-sur-bruit et de la bande passante de la fibre.

Effet de la polarisation sur le délai de propagation dans la fibre (PMD)

Biréfringence de la fibre

En théorie, les fibres optiques mono-mode ont une structure cylindrique assurant la propagation d'un seul mode polarisé linéairement sans évolution de son état de polarisation. En pratique, des imperfections de fabrication font que le coeur de la fibre ne présente pas une structure idéale. De plus, la symétrie cylindrique de la fibre peut être modifiée par des actions mécaniques externes non uniformes. A la fois les défauts liés à la réalisation de la fibre et les déformations mécaniques conduisent à une biréfringence de la fibre et à une dégénérescence des ses axes propres de propagation. Ceci conduit à un échange périodique et aléatoire de puissance entre les deux composantes orthogonales de polarisation. La figure 4.13 illustre ce phénomène qui fait intervenir la notion de longueur de battement, la distance de propagation pour laquelle l'onde optique propagée se retrouve dans le même état de polarisation. Cette longueur de battement est définie par :

$$L_B = \frac{\lambda}{B_m} \quad (4.25)$$

où B_m est le degré de biréfringence de la fibre, défini comme la valeur absolue de la différence de la moyenne des indices de réfraction suivant chacun des axes de polarisation ($|\overline{n_x} - \overline{n_y}|$). Typiquement, B_m est de l'ordre de 10^{-7} .

Si l'on considère une fibre biréfringente, deux modes de propagation orthogonaux sont excités. Les vitesses de groupe différentes conduisent à la détection de deux signaux décalés du temps $\delta\tau$:

$$\delta\tau = \tau_x - \tau_y \simeq \frac{n \times B_m}{c} \simeq 3 \times 10^6 \times \delta n \text{ ps/km} \quad (4.26)$$

En pratique, la biréfringence n'est pas constante tout au long de la fibre. La fibre optique se résume donc comme une succession de différents morceaux de fibres de

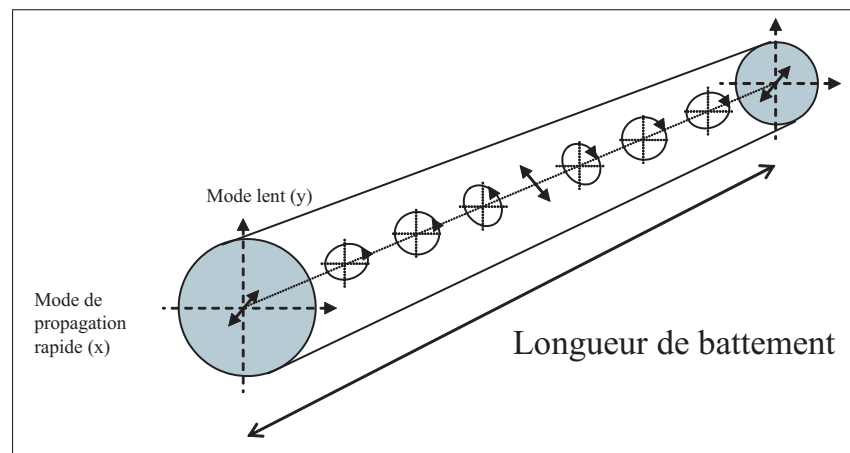


FIG. 4.13 – Evolution de l'état de polarisation lors de la propagation dans une fibre biréfringente, sur une distance correspondant à la longueur de battement

longueur L avec des axes de polarisation aléatoires et une biréfringence variable. Le déphasage subi par l'onde propagée est :

$$\delta\phi = \delta\tau \times \sqrt{L \times d} \quad (4.27)$$

où d est la distance totale de propagation.

Ce phénomène est appelé dispersion de polarisation ou PMD (Polarization Mode Dependence) en anglais et introduit typiquement un déphasage d'environ $0.1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ pour les fibres modernes utilisées en télécommunications optiques.

Impact de la PMD

L'atténuation optique ou les perturbations de phase d'origines externes peuvent être analysées et corrigées par l'utilisation de diode laser de plus fortes puissances, l'ajout d'amplificateurs optiques le long de la liaison, ou encore l'incorporation d'un dispositif actif de correction des fluctuations de phase. Au contraire, les effets résiduels dus à la polarisation, que ce soit la PMD ou la PDL² sont difficilement identifiables et mesurables. Aucun dispositif ne permet réellement de les compenser.

PMD du 1^{er} ordre

La biréfringence de la fibre induit des vitesses de groupe différentes suivant deux axes de propagation orthogonaux. La polarisation du signal optique évoluant aléatoirement dans le temps, ainsi que l'état de biréfringence de la fibre, le temps de

²Polarization Dependent Losses

propagation d'un signal donné varie donc aléatoirement dans le temps. La première conséquence de ce phénomène est la perte de toute corrélation entre le signal aller et le signal de retour.

Ici notre objectif n'est pas de faire une étude détaillée de la PMD mais d'en montrer les effets sur la correction de phase. Ces effets sont illustrés par la figure 4.14.

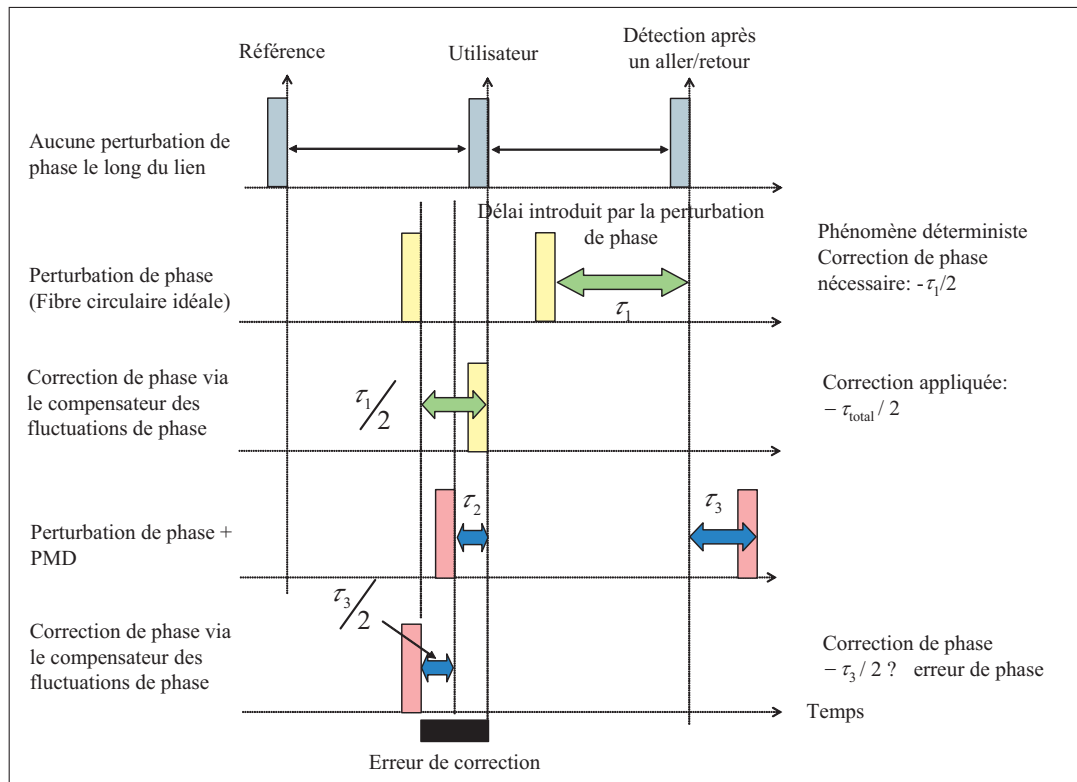


FIG. 4.14 – Exemple de correction des fluctuations de phases, introduisant un délai de propagation, à la fois dans le cas idéal et en présence de PMD

Dans le cas d'une fibre idéale, le mode se propage à une vitesse dépendant de l'indice effectif de la fibre. Toute perturbation externe modifie le chemin optique de l'onde transmise, conduisant à des fluctuations du temps de propagation dans la fibre. En l'absence de PMD, ces fluctuations sont déterministes, dans le sens où elles restent prédictibles et communes aux deux voies de la transmission, ce qui permet de les mesurer et de les corriger. Ceci est notamment le cas pour l'exemple présenté dans le diagramme de la figure 4.14 pour une fibre idéale. La variation du temps de propagation est commune aux deux voies et le retard ou l'avance accumulée après un aller-retour de la fibre τ_1 est mesurable. L'application d'une correction égale à

$-\tau_1/2$ permet de recalibrer le signal distribué et de se retrouver dans la configuration d'une transmission avec un délai de propagation constant. Dans la réalité, à ce retard variable vient s'ajouter une composante aléatoire et finalement la détermination de l'écart en phase entre le signal de référence et le signal détecté après un aller-retour a pour résultat la mesure d'un délai τ_3 qui ne correspond pas au double du retard accumulé τ_2 . De ce fait, la correction appliquée ($-\tau_3/2$) génère une erreur de phase et le signal utilisateur n'est alors plus cohérent en phase avec le signal de référence.

La PMD engendre donc une dégradation des performances du système de correction de phase, induisant une dégradation du bruit de phase et de la stabilité du signal de référence distribué le long du lien optique.

Le phénomène de PMD est clairement visible sur la mesure de corrélation entre les deux fibres qui constituent le lien optique entre le LNE-SYRTE et le LPL (figure 4.15). Cette mesure a été réalisée en injectant simultanément dans chacune des fibres un signal modulé en amplitude à 100 MHz, détectés en sortie de fibres et comparés en phase.

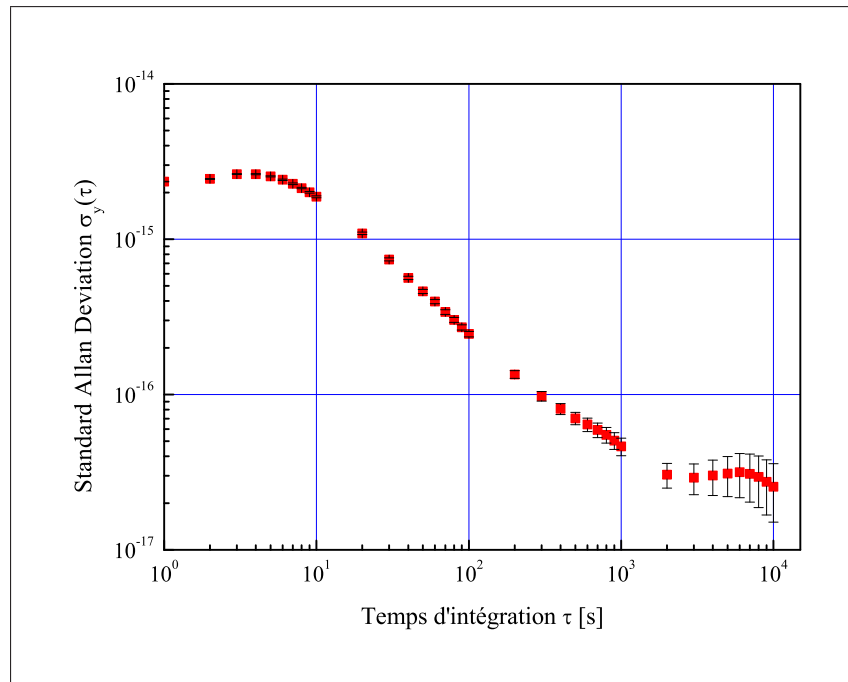


FIG. 4.15 – Mesure de la corrélation entre les deux fibres connectant le LNE-SYRTE et le LPL sur une distance de 43 km.

Entre 1000 s et 10000 s, nous observons une remontée de la stabilité de fréquence calculée à partir des mesures de différence de phase entre les deux signaux détectés

à 100 MHz. Les deux fibres optiques suivent le même parcours et sont physiquement liées. Pour cette constante de temps, la fibre est essentiellement soumise à des fluctuations externes de température qui sont communes aux deux fibres. Cette remontée exprime donc l'effet de la PMD démontrant des délais de propagation différents pour les temps d'intégration de cet ordre de grandeur (quelques milliers de secondes), induisant une détérioration de la corrélation entre les deux fibres pour ces temps d'intégration.

PMD du second ordre

La PMD du second ordre [38] est introduite par le glissement en fréquence (chirp) de la diode laser, dû à la modulation directe. L'effet, relativement complexe, ne sera présenté ici que succinctement.

La modulation d'amplitude du courant de la diode laser génère un signal optique dont l'intensité s'écrit de la manière suivante :

$$I_{\text{opt}}(t) = I_0 \times [1 + m_A \sin(\omega_m t)] \quad (4.28)$$

où I_0 est l'intensité optique moyenne délivrée par la diode laser, m_A l'indice de modulation d'amplitude et ω_m la fréquence de modulation.

Cette modulation d'amplitude génère également une modulation de fréquence. La fréquence instantanée de la diode laser est alors modulée sinusoidalement :

$$\omega(t) = \omega_0 + \gamma \times \sin(\omega_m t) \quad (4.29)$$

ω_0 est la fréquence centrale du laser et γ représente le chirp du laser, égale à :

$$\gamma = \eta \frac{\delta I}{2}$$

avec η le coefficient de sensibilité en fréquence de la diode laser, exprimé en GHz/mA et δI l'amplitude du courant de modulation de la diode laser, en mA.

Nous notons $\pm \vec{\Omega}(\omega)$ les deux états d'entrée de polarisation. A la sortie de la fibre, la puissance du champs associé au mode de propagation lent ($-\vec{\Omega}$) est retardé d'un temps $\delta\tau(\omega)$ par rapport à la propagation suivant l'axe rapide ($+\vec{\Omega}$). Nous observons donc une distorsion du signal principalement due à deux causes différentes.

Premièrement, le temps de propagation suivant chacun des axes de propagation est modulé et dépend fortement de la longueur d'onde utilisée. Cet effet, illustré par la figure 4.16, est assimilable à un phénomène de dispersion chromatique dont le

coefficient est aléatoire en fonction de la longueur d'onde utilisée.

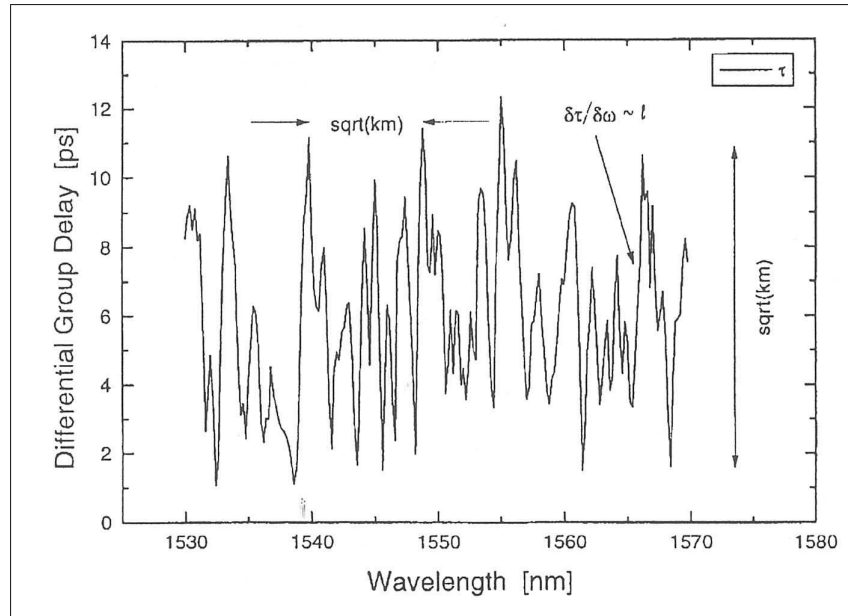


FIG. 4.16 – Courbe typique du délai différentiel de propagation entre les deux axes privilégiés en fonction de la longueur d'onde du signal optique injecté dans la fibre

Deuxièmement, la distorsion du signal provient également de la dépendance en fréquence de l'état principal de polarisation.

Contrairement à la PMD du premier ordre, la PMD du second ordre est proportionnelle à la longueur de la fibre. De façon générale, la PMD peut largement être réduite par l'utilisation d'un modulateur externe et d'un brouilleur de polarisation.

4.2 Perturbations externes

Mis à part le bruit intrinsèque du système de transmission, la stabilité relative de fréquence et le bruit de phase du signal de référence peuvent également être détériorés par les variations de température ou des actions mécaniques sur la fibre (vibrations mécaniques, courbures ponctuelles ...). Le résultat de ces perturbations est l'introduction d'un terme de phase déterministe variant dans le temps et fonction de la perturbation.

Il est difficile de quantifier une dégradation liée à des vibrations mécaniques ou des variations brusques de température.

En revanche, il est possible d'évaluer les conséquences des fluctuations périodiques de température, sur la stabilité relative de fréquence du système. Nous présentons ici le calcul des instabilités de fréquence générées par une perturbation périodique, de fréquence ν_0 .

Nous considérons une perturbation d'amplitude ΔT , intégralement distribuée sur la fibre de longueur L , introduisant une variation du délai de propagation converti en variation de phase :

$$\Delta\varphi(t) = \frac{\Delta T}{2} \times \frac{\text{TCD} \times n \times L}{c} \sin(2\pi\nu_0 t) \quad (4.30)$$

où :

TCD est le coefficient de température de la fibre, typiquement de 7 ppm/°C dans le cas d'une fibre standard de type SMF-28,

n l'indice de coeur de la fibre, et

c la vitesse de la lumière dans le vide [3.10^8 m/s].

A partir des variations de phase introduites, il est alors possible d'en déduire les variations relatives de fréquence équivalentes :

$$\begin{aligned} y(t) &= \frac{dx(t)}{dt} \\ &= \frac{\Delta T}{2} \times \frac{\text{TCD} \times n \times L}{c} \times 2\pi\nu_0 \times \cos(2\pi\nu_0 t) \end{aligned} \quad (4.31)$$

ainsi que la densité spectrale de bruit de fréquence résultante :

$$\begin{aligned} S_y(f \geq 0) &= 2 \times \int_0^{+\infty} C_{y,y}(t) e^{-2i\pi ft} df \\ &= 2 \times \int_0^{+\infty} |\widehat{y(t)}|^2 e^{-2i\pi ft} df \\ S_y(f < 0) &= 0 \end{aligned} \quad (4.32)$$

$C_{y,y}(t)$ étant la fonction de corrélation de $y(t)$, égale au carré du module de la transformée de Fourier de $y(t)$.

Dans le domaine temporel, les instabilités relatives de fréquence sont décrites à l'aide de l'écart type d'Allan, défini à partir de la variance d'Allan, donnée par :

$$\begin{aligned}
\sigma_y^2(\tau) &= \int_0^{+\infty} S_y(f) \frac{2 \sin^4(\pi \tau f)}{(\pi \tau f)^2} df \\
&= \int_0^{+\infty} |\widehat{y(t)}|^2 \frac{2 \sin^4(\pi \tau f)}{(\pi \tau f)^2} df \\
&= \int_0^{+\infty} \left[\frac{1}{2} \frac{\Delta T}{2} \times \frac{\text{TCD} \times n \times L}{c} \times 2\pi\nu_0 \right]^2 \delta(f - \nu_0) \frac{2 \sin^4(\pi \tau f)}{(\pi \tau f)^2} df
\end{aligned} \tag{4.33}$$

Cette formule permet de calculer les instabilités relatives de fréquence pour une perturbation périodique de température le long du lien optique :

$$\sigma_y(\tau) = \Delta T \times \frac{\text{TCD} \times n \times L}{c} \times \frac{\sin^2(\pi \tau \nu_0)}{\tau} \tag{4.34}$$

A partir de cette formule, il est possible de simuler les effets thermiques sur le système de distribution de fréquence, afin de choisir le type de fibre optique à utiliser comme support de transmission et de déterminer les spécifications du correcteur de phase, nécessaire pour compenser ou pas de telles perturbations de phase, en fonction de la longueur du lien optique, de son application et des performances métrologiques du signal utilisé comme signal de référence et distribuer via le lien optique.

Nous donnons ici un exemple typique de dégradation de la stabilité relative de fréquence d'un signal de haute stabilité de fréquence, à 100 MHz, issu d'un maser à hydrogène (figure 4.17).

Cette simulation prend en compte des paramètres courant comme les variations de température de la climatisation majorées à 0,1°C pic à pic avec une période d'oscillation de 600 s, distribuées sur une longueur de fibre de 100 m correspondant aux connexions fibrées, au sein des deux laboratoires, avec la fibre du réseau de télécommunications. Concernant les fluctuations journalières de température, il semble raisonnable de considérer une perturbation de l'ordre de 1°C répartie sur un lien optique d'une cinquantaine de kilomètres, valeur typique correspondant à la longueur du lien optique dont nous disposons pour réaliser nos tests et nos caractérisations en conditions réelles.

Pour cet exemple, nous avons pris en compte la stabilité relative de fréquence typique d'un maser à hydrogène commercial définie par :

$$\sigma_y(\tau) \simeq \sqrt{\left(\frac{10^{-13}}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{5 \times 10^{-14}}{\sqrt{\tau}}\right)^2 + (6 \times 10^{-16} \tau^0)^2}$$

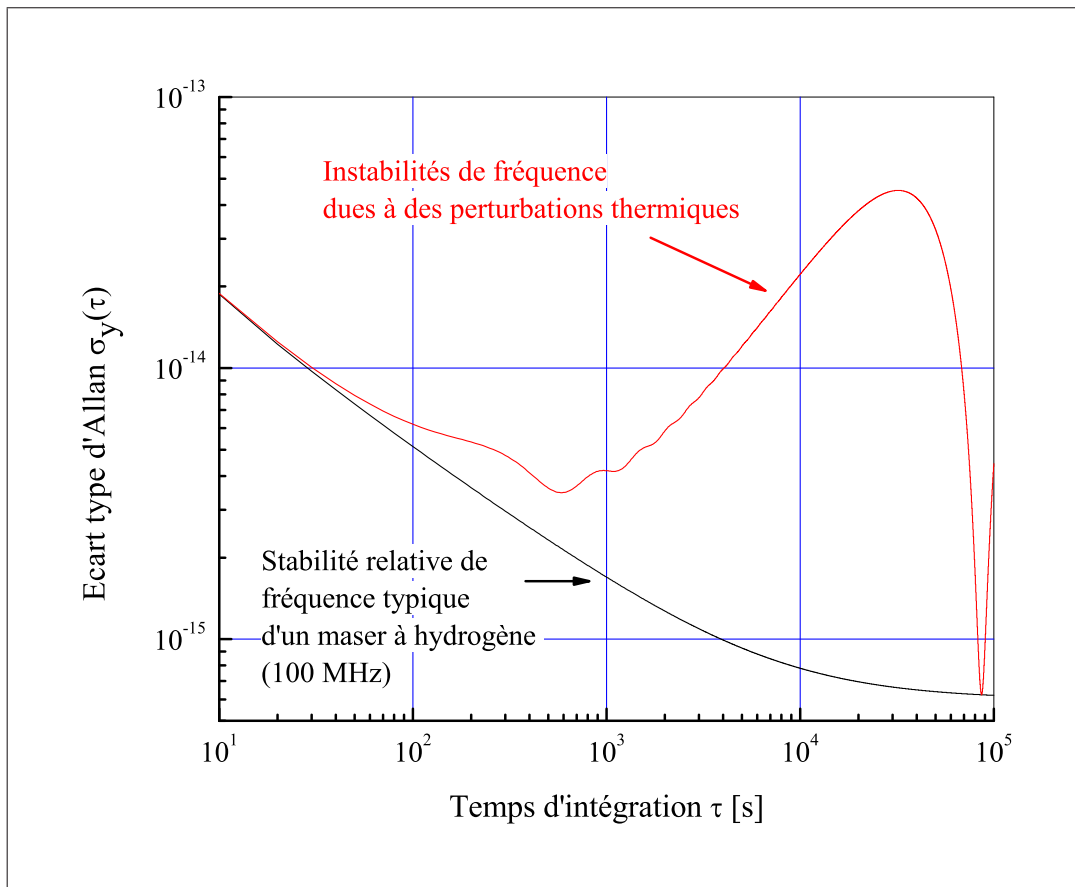


FIG. 4.17 – Exemple d’instabilités relatives de fréquence générés par des perturbations de phase externes d’origine thermique ($0,1^\circ\text{C}$ sur 100 m avec une période de 600 s et une fluctuation journalière d’ 1°C sur 50 km).

Les fluctuations de température se traduisent par une dégradation de la stabilité de fréquence à la mi-période de la perturbation comme nous pouvons le remarquer sur la figure 4.17. Dans cet exemple, nous ne nous intéressons pas à la stabilité du signal sur des temps d’intégration courts, qui serait limitée par la référence de fréquence elle-même.

Pour un maser à hydrogène, à 100 MHz, il faut atteindre une stabilité de l’ordre de 10^{-16} sur la journée, pour conserver une marge par rapport à la stabilité de fréquence de la source de référence elle-même. Un système actif de correction des fluctuations de phase, présentant un gain de quelques centaines, s’impose donc.

Chapitre 5

Compensation des fluctuations de phase

Lors du transfert optique par fibre, le signal est dégradé par différentes sources de bruit. Les fluctuations de températures de l'environnement ont une incidence sur la vitesse de propagation du signal dans la fibre, alors que les vibrations mécaniques affecte localement la fibre et se traduisent par une modification du chemin optique. Dans les deux cas, la conséquence est une variation du temps de propagation de l'onde optique modulée et donc une fluctuation de la phase du signal. A ces deux phénomènes, s'ajoutent les non-linéarités de la fibre optique comme l'effet Brillouin (bruit blanc additif au signal détecté) ou les effets de polarisation venant modifier la réciprocity de parcours entre les deux voies de la distribution.

Ces différents bruits ne peuvent être mesurés à la détection faute de références. De ce fait, nous avons imaginé un système de distribution à deux voies permettant ainsi de mesurer la phase du signal après un aller-retour par comparaison avec le signal injecté, qui est la référence. Il est alors possible de déterminer le bruit du support de transmission et de le compenser en temps réel, dans une bande de correction limitée par le temps d'aller-retour.

5.1 Principe du compensateur de phase

La compensation des fluctuations de phases introduites par le lien optique, repose sur la mesure du déphasage induit sur un aller-retour afin d'appliquer une correction de phase au signal injecté dans la fibre, égal à la moitié de l'opposé de la phase mesurée. La figure 5.1 est le schéma de principe du correcteur de phase.

Le signal de référence à la fréquence $f_{\text{ref}} = \omega_{\text{ref}}/2\pi$ et de phase initiale ϕ_{ref} est

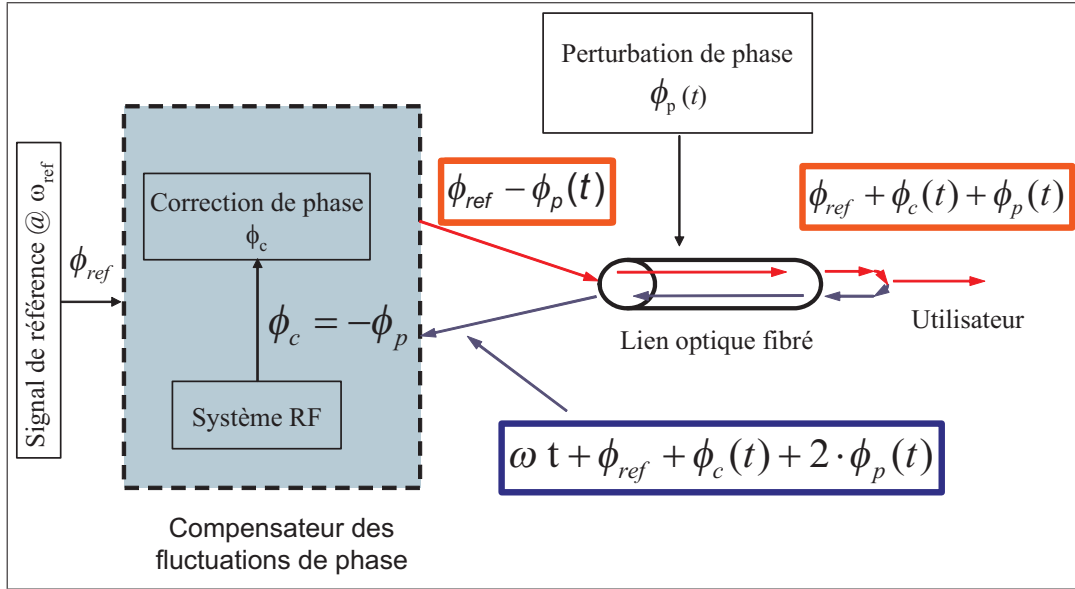


FIG. 5.1 – Schéma de principe du compensateur des fluctuations de phases induites par le lien optique

utilisé comme signal de modulation de la diode laser. Ce signal est corrigé en phase de la quantité $\phi_c(t)$. Cette correction peut s'appliquer de deux manières différentes : soit on agit directement sur le signal de modulation en le déphasant de la quantité adéquate, soit en appliquant le déphasage à l'onde optique. Le signal optique converti en signal électrique est proportionnel à :

$$V_{\text{RF détection}}(t) \propto \sin(\omega_{\text{ref}} t + \phi_{\text{ref}} + \phi_c(t) + \phi_p(t)) \quad (5.1)$$

où $\phi_p(t)$ correspond au terme de phase additif, variant en fonction du temps et fonction de la perturbation subit par la fibre.

Dans l'équation précédente, nous ne prenons pas en compte le temps de propagation (τ) dans la fibre, influant sur la bande passante de l'asservissement du correcteur de phase. Nous mentionnons ici l'expression complète de la phase du signal détecté :

$$\phi_{\text{détection}}(t) = \phi_{\text{ref}} + \phi_c(0) + \int_0^L \frac{d}{dx} \phi_p\left(\frac{n}{c}x\right) dx \quad (5.2)$$

$\frac{d}{dx} \phi_p\left(\frac{n}{c}x\right)$ correspond au terme de perturbation de phase, à la distance x .

A l'extrémité du lien, une partie du signal est directement utilisée pour les applications de l'utilisateur, l'autre est ré-injectée dans la fibre via un circulateur optique

pour constituer le signal de retour. Un système radiofréquence, essentiellement composé de mélangeurs de fréquence et de comparateurs de phase, permet la génération d'un signal d'erreur proportionnel à :

$$V_{\text{erreur}}(t) = \phi_c(t) + \phi_p(t)$$

Un asservissement de phase est alors réalisé, en prenant pour entrée le signal d'erreur $V_{\text{erreur}}(t)$, afin de piloter soit le déphaseur électronique soit le système optique à retard de phase, jusqu'à obtenir la condition de phase suivante :

$$\phi_c(t) = -\phi_p(t)$$

Les fluctuations de phase introduites le long du lien sont alors compensées dans une bande de fréquence limitée par le temps de propagation de l'aller/retour. L'utilisateur détecte un signal cohérent en phase avec le signal de référence et dont les performances ne sont plus dépendantes que du bruit intrinsèque du correcteur et des émetteurs/récepteurs optiques.

Le signal optique est à la fois injecté et extrait de la fibre optique par des circulateurs optiques permettant l'utilisation de la même fibre optique pour l'aller comme pour le retour. La régénération du signal optique est, quant à elle, obtenue par modulation en amplitude d'une seconde diode laser, à une longueur d'onde différente. Ceci permet d'assurer une isolation optique suffisante, entre les deux voies du système.

Différentes approches ont été étudiées et sont maintenant détaillées.

5.2 Conjugateur de phase

5.2.1 Principe et conception

D'un point de vue électronique, la correction de phase est réalisée en agissant directement sur la phase du signal de modulation de la diode laser d'émission. Plusieurs méthodes sont alors possibles. L'une consiste à utiliser un déphaseur électronique actif, placé en série avec la source radiofréquence délivrant le signal de référence. Le signal d'erreur pilotant le déphaseur électronique peut alors être généré grâce au montage proposé et décrit par la figure 5.2.

Les différents termes de phase intervenant dans le processus de détermination et correction des fluctuations de phase sont les suivants :

- $\phi_{\text{émission}}$, phase du signal injecté dans la fibre
- ϕ_p , perturbations de phase introduites au cours de la distribution

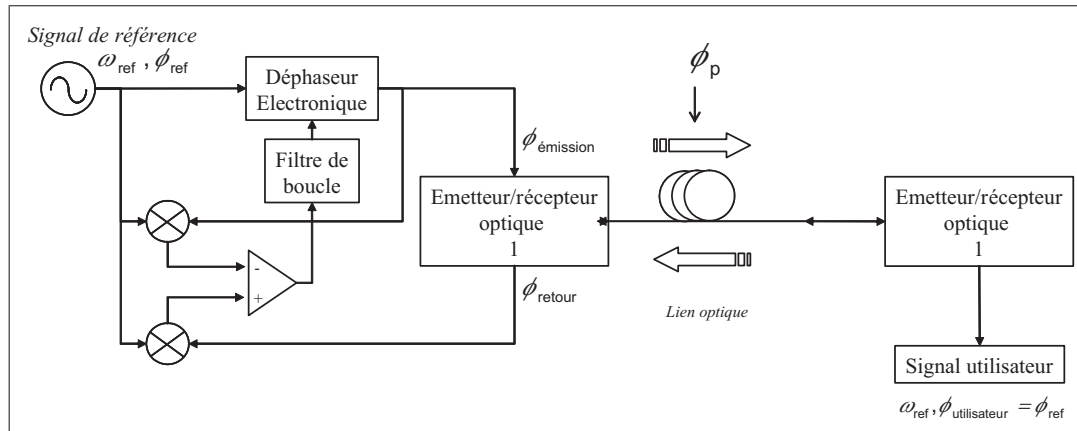


FIG. 5.2 – Schéma de principe du conjugateur de phase

- $\phi_{\text{utilisateur}}$, phase du signal détecté, côté utilisateur
- ϕ_{retour} , phase du signal détecté après un aller-retour dans la fibre

Sachant que le signal délivré à l'utilisateur doit être cohérent en phase avec la référence de fréquence, il faut appliquer une correction de phase égale à l'opposé de la perturbation de phase. Par conséquent, la phase du signal injectée dans la fibre vaut :

$$\phi_{\text{émission}} = \phi_{\text{ref}} - \phi_{\text{p}}$$

La phase du signal de retour est alors la suivante :

$$\begin{aligned} \phi_{\text{retour}} &= \phi_{\text{émission}} + 2 \times \phi_{\text{p}} \\ &= \phi_{\text{ref}} + \phi_{\text{p}} \end{aligned}$$

La cohérence en phase du signal utilisateur est obtenue en imposant une relation de conjugaison de phase entre le signal émis et le signal détecté après un aller-retour :

$$(\phi_{\text{émission}} - \phi_{\text{ref}}) = -(\phi_{\text{retour}} - \phi_{\text{ref}}) \quad (5.3)$$

La soustraction des deux signaux délivrés par les détecteurs de phase, à l'aide d'un amplificateur opérationnel monté en comparateur, permet de générer le signal d'erreur suivant :

$$V_{\text{erreur}}(t) = 2 \times (\phi_{\text{correction}} + \phi_{\text{p}}) \quad (5.4)$$

Le signal d'erreur, filtré, est appliqué au déphaseur électronique pour obtenir la condition de conjugaison de phase soit $\phi_{\text{correction}} = -\phi_p$.

Ce montage, apparemment simple, n'est pas utilisable. Le déphaseur électronique présente une dynamique de 180 degrés avec une réponse non linéaire, couplée à des pertes d'insertion variables. Ceci conduit à une limitation de l'amplitude des corrections possibles et à des erreurs de phase. De plus, le déphaseur génère du bruit de phase. L'utilisation d'un déphaseur électronique pour corriger la phase du signal n'est donc pas une solution viable.

D'autre part, les détecteurs de phase sont fortement sensibles au niveau du signal. Le signal détecté après un aller/retour présente une modulation de son amplitude. Cette méthode repose sur la parfaite connaissance des paramètres de conversion tension/phase des détecteurs de phase pour garantir la stabilité de la mesure de phase.

Les effets précédents mènent à un système peu performant. En pratique, il est préférable d'adopter un montage, tel que présenté figure 5.3, basé sur le système développé par le Jet Propulsion Laboratory (JPL) [39].

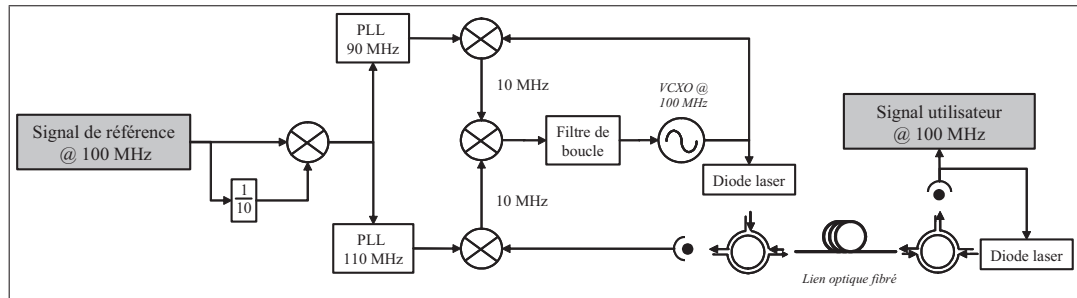


FIG. 5.3 – Schéma blocs du conjugateur de phase suivant le système développé par le JPL, opérant à 100 MHz

Deux signaux symétriques par rapport à la fréquence de référence sont générés par décalage en fréquence de la quantité $\pm f_{\text{ref}}$ afin de remplacer la double détection de phase (cf. fig. 5.2) par un système composé de deux mélangeurs et d'un détecteur de phase. Dans notre cas, nous avons choisi un décalage en fréquence de 10 MHz permettant un compromis entre l'efficacité de filtrage mais également le bruit du système. Cette fréquence permet d'éviter une quelconque relation harmonique entre les différents signaux pouvant conduire à la génération de signaux parasites aux fréquences de travail, par combinaisons linéaires harmoniques d'ordre élevées. Par exemple, le mélange en fréquence produisant du 100 MHz à partir de signaux oscillant à 100 MHz et à 200 MHz par simple soustraction des deux signaux d'entrée peut également générer un signal parasite à la fréquence de 100 MHz, obtenue par :

$$\begin{aligned} 3 \times 100 \text{ MHz} - 200 \text{ MHz} &= 100 \text{ MHz} \\ 2 \times 100 \text{ MHz} - 3 \times 100 \text{ MHz} &= 100 \text{ MHz} \end{aligned}$$

Ces signaux, de phase quelconque, étant pris en compte lors la mesure de la phase et la génération du signal d'erreur, entraînent une erreur de phase pouvant dégrader les performances du correcteur.

La dynamique et la linéarité de la correction de phase sont améliorées en substituant le déphaseur électronique par un oscillateur à quartz contrôlable en tension (VCXO), délivrant un signal à la fréquence de référence, de phase variable et d'amplitude stable. Le VCXO présente donc l'avantage de produire un signal spectralement propre destiné à moduler la diode laser et à corriger toute perturbation de phase. La bande d'ajustement de l'oscillateur à quartz utilisé est de l'ordre de quelques dizaines de kHz. Le temps de propagation de l'onde parcourant un aller-retour dans la fibre d'une longueur L de 50 km est :

$$\begin{aligned}
\tau &= 2 L \times \frac{n}{c} \\
&= 2 \times 50 \cdot \times 10^3 \times \frac{1,45}{3 \cdot 10^8} \\
&\approx 4,8 \cdot 10^{-4} \text{ s}
\end{aligned}$$

La bande passante Δf de l'asservissement du compensateur est définie par la relation ci-dessous, qui considère une marge de phase de 45° ou $\pi/4$:

$$2 \pi \times \Delta f \times \tau = \frac{\pi}{4} \quad (5.5)$$

soit :

$$\Delta f = \frac{1}{8 \times \tau} \quad (5.6)$$

Pour cet exemple, la bande de correction est d'environ 260 Hz.

Le signal du quartz à 100 MHz, asservi en fréquence, est utilisé comme signal de modulation de la diode laser. Le signal optique modulé est détecté à l'extrémité de la fibre par l'utilisateur. Le signal "utilisateur" est proportionnel à :

$$V_{\text{Utilisateur}}(t) \propto \sin(\omega_{\text{osc}} \times t + \phi_{\text{osc}} + \phi_p) \quad (5.7)$$

où ω_{osc} et ϕ_{osc} sont respectivement la fréquence d'oscillation (~ 100 MHz dans le cas présent) et le terme de phase du VCXO.

La voie retour du système de distribution est modulée par le signal utilisateur. Après un aller-retour le signal après détection est :

$$V_{\text{aller-retour}}(t) \propto \sin(\omega_{\text{osc}} \times t + \phi_{\text{osc}} + 2 \times \phi_p) \quad (5.8)$$

L'asservissement en phase assure la cohérence en phase avec la source de référence et compense les fluctuations de phases introduites. La relation de conjugaison de phase est obtenue par battement des deux signaux séparés de 10 MHz autour de la fréquence de référence avec le signal de modulation et le signal détecté après un aller-retour.

A partir du signal de référence, deux signaux, l'un à la fréquence $\omega^+ = 110$ MHz/ 2π et l'autre à $\omega^- = 90$ MHz/ 2π sont générés. Le filtrage en fréquence est réalisé à l'aide de boucles à verrouillage de phase (PLL) composées d'oscillateurs contrôlés en tension aux pulsations ω^\pm . Le schéma de principe des filtres à PLL est donné par la figure 5.4

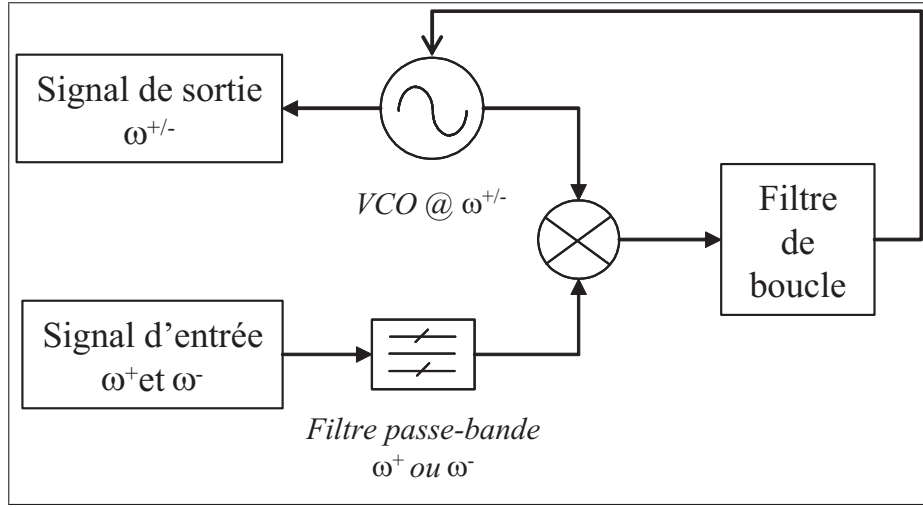


FIG. 5.4 – Filtrage par boucle à verrouillage de phase

Le premier mélange est effectué entre le signal à la plus basse des fréquences avec le signal de modulation issu du VCXO :

$$V_1(t) \propto \sin((\omega_{\text{osc}} - \omega^-) \times t + \phi_{\text{osc}} - \frac{9}{10}\phi_{\text{ref}}) \quad (5.9)$$

Le second mélange entre le signal à la fréquence la plus haute et le signal de retour produit un signal à la même fréquence que $V_1(t)$:

$$V_2(t) \propto \sin((\omega^+ - \omega_{\text{osc}}) \times t + \frac{11}{10}\phi_{\text{ref}} - \phi_{\text{osc}} - 2\phi_p) \quad (5.10)$$

La comparaison de phase entre $V_1(t)$ et $V_2(t)$ donne le signal d'erreur :

$$V_{\text{erreur}}(t) \propto \phi_{\text{osc}} + \phi_p - \phi_{\text{ref}} \quad (5.11)$$

L'asservissement du conjugateur de phase modifie la fréquence du VCXO de sorte à obtenir l'annulation du signal d'erreur. La fréquence de l'oscillateur est alors celle du signal de référence et la phase de l'oscillateur est :

$$\phi_{\text{osc}} = \phi_{\text{ref}} - \phi_p \quad (5.12)$$

5.2.2 Evaluation et caractérisation en laboratoire

Pour évaluer les performances du système (émetteur/récepteur optiques + conjugateur de phase), nous utilisons un banc de test en laboratoire composé d'une bobine de fibre optique de 2,5 km, soumise à des variations périodiques de température. Le domaine d'évaluation du système de correction est limité par le temps de réponse

du chauffage de la bobine qui est de 15 min. De ce fait, pour les temps plus courts (≤ 15 min), le système n'est évalué qu'en terme de bruit de phase ou de stabilité de fréquence. Cette caractérisation ne prend donc pas en considération des phénomènes d'origine mécanique qui sont difficilement quantifiables et simulables.

Par ailleurs, nous considérons une perturbation de température également répartie dans la fibre menant à des perturbations certainement plus importantes que dans la réalité. Si l'on prend l'exemple de la fibre optique reliant le LNE-SYRTE au LPL, il est évident que l'hypothèse précédente est fautive. En effet, certaines portions de la fibre (quelques centaines de mètres) sont soumises à des perturbations rapides, telles que les variations de température induites par la climatisation des laboratoires et salles expérimentales, alors que la majeure partie du lien, enterré dans le sol, ne voit que des fluctuations journalières et de faibles amplitudes.

Les effets thermiques sont simulés à l'aide d'une chambre climatique pilotée par un signal sinusoïdal variable (amplitude, fréquence et offset). Il s'agit de mesurer les déphasages du signal détecté par rapport au signal de référence, en boucle fermée (système de compensation actif) et en boucle ouverte (absence de compensation). Ceci permet de quantifier le facteur de réjection du conjugateur de phase.

Le dispositif expérimental est décrit par la figure 5.5.

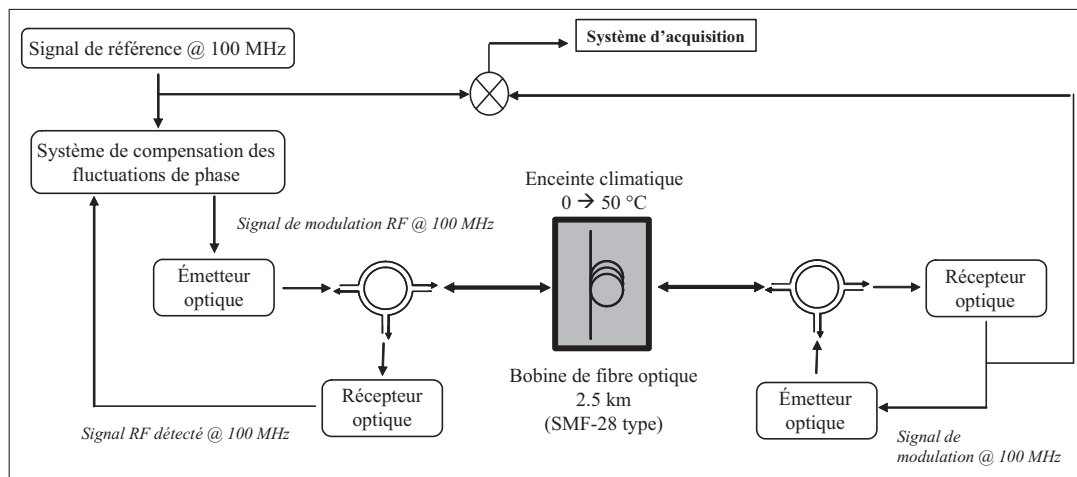


FIG. 5.5 – Banc de test du système de distribution par fibre optique

Dans l'exemple présenté, les fluctuations thermiques périodiques sont de ± 4 °C en amplitude autour de 32 °C avec une période de 4000 s.

On mesure une modulation de la phase de l'ordre de 200 mrad sur le signal

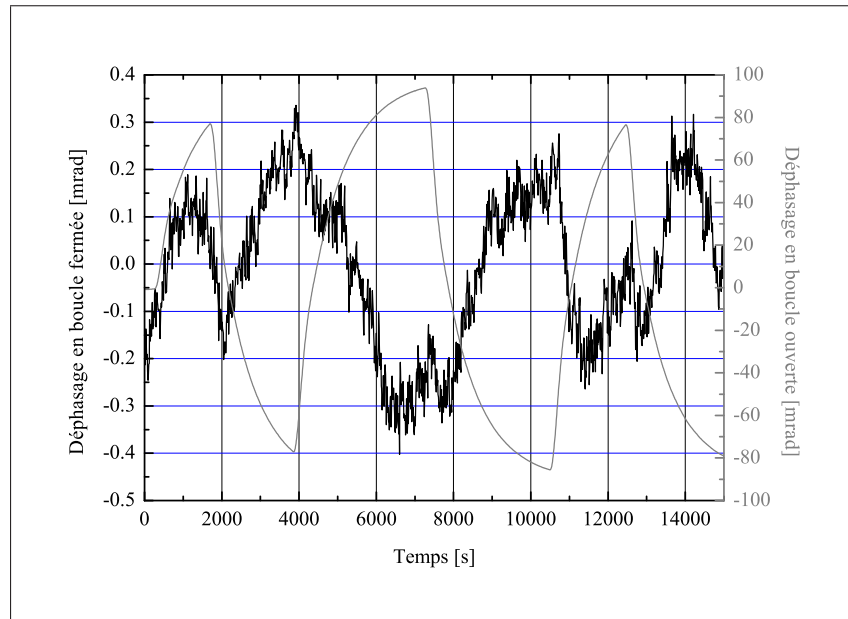


FIG. 5.6 – Mesure de la modulation de phase induite sur le signal par une perturbation de température périodique, en boucle ouverte et en boucle fermée

détecté par l'utilisateur (Fig. 5.6). Lorsque le conjugateur de phase est en mode opérationnel, la modulation de phase résiduelle est réduite en sortie à 0.4 mrad, démontrant un facteur de réjection de notre système d'un facteur 500 soit 53 dB.

Une méthode alternative consiste à calculer la stabilité de fréquence du système à partir des données de phase mesurées (figure 5.7) en boucle ouverte et en boucle fermée. Le facteur de réjection est alors calculé en faisant le rapport des stabilités à la demie-période de la perturbation.

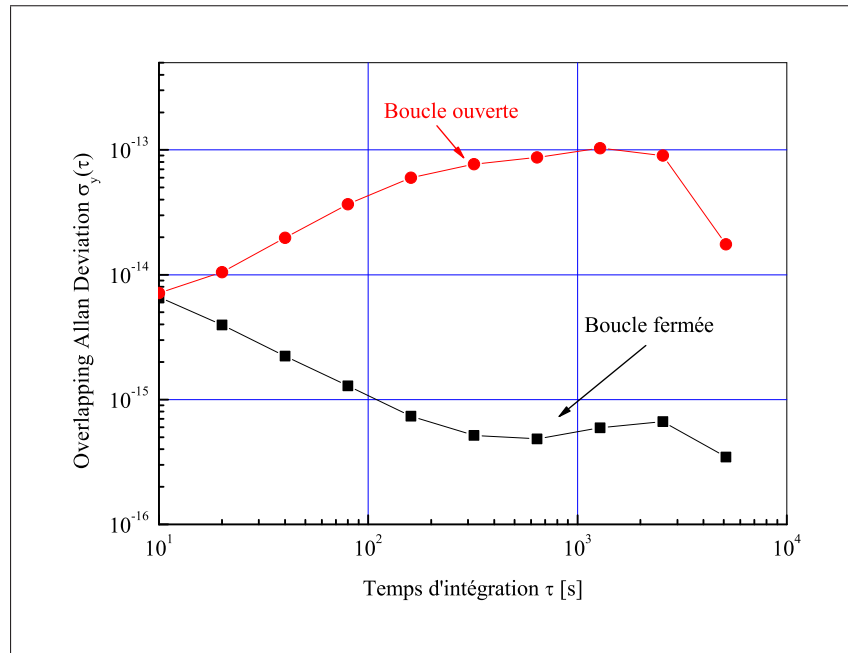


FIG. 5.7 – Stabilité de fréquence du système soumis aux perturbations de température, calculée à partir des données de phase de la figure 5.6

La mesure du bruit de phase du système complet (figure 5.8), incluant les émetteurs et récepteurs optiques, montre un niveau de bruit de flicker de fréquence de -123 dB rad^2 à 1 Hz de la porteuse RF ainsi qu'un palier de bruit blanc de fréquence de -140 dB rad^2/Hz . Le bruit de phase mesuré permet de conclure sur la faisabilité du système de dissémination de signaux de référence avec une stabilité de fréquence relative inférieure à $10^{-14} \tau^{-1}$ à une seconde de temps d'intégration.

5.3 Compensateur de phase optique

5.3.1 Principe de fonctionnement

Le principe du fonctionnement consiste à modifier directement le temps de propagation de l'onde transmise dans la fibre optique. Ceci rend le système moins complexe d'un point de vue électronique.

La correction s'applique à l'aller comme au retour puisque pour des problèmes de réciprocity des parcours, le signal aller et le signal retour sont injectés dans la même fibre. Par conséquent, la relation de proportionnalité entre les différents termes de phase existe déjà dans le signal détecté après un aller-retour dans la fibre. Une simple détection de phase avec le signal de référence fournit le signal d'erreur voulu.

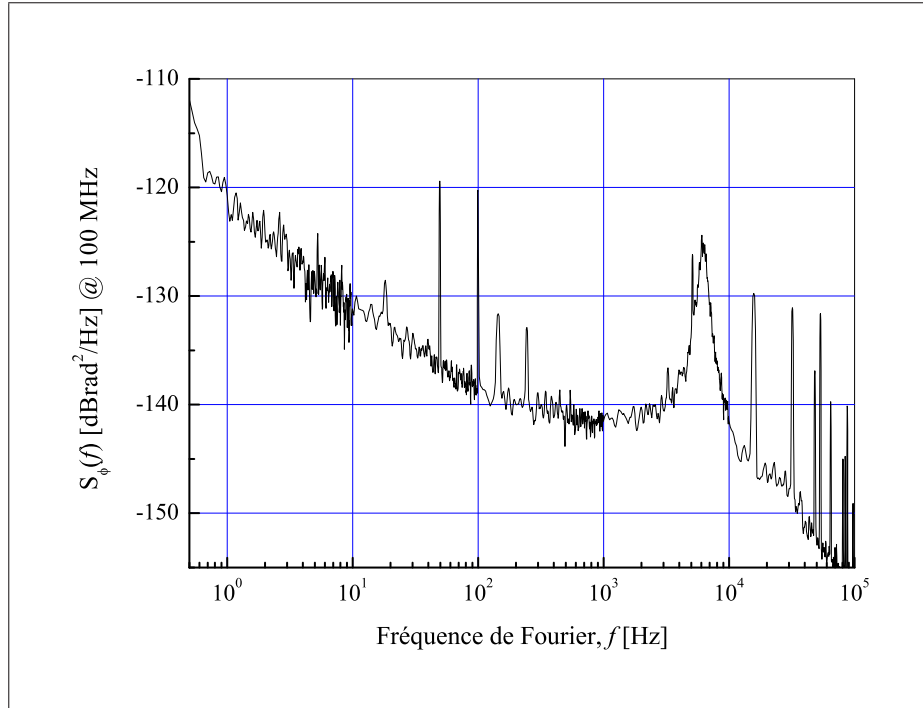


FIG. 5.8 – Mesure du bruit de phase du conjugateur de phase incluant l'émetteur/récepteur optique (l'excès de bruit autour de 6 kHz correspond à un excès de gain dans la boucle d'asservissement du conjugateur)

Le principe du compensateur optoélectronique est schématisé sur la figure 5.9. Ce système a été développé par le Laboratoire de Physique des Lasers (LPL).

Afin d'assurer l'isolation entre chacune des voies du système de distribution et éviter des interférences électroniques dues à des mélanges harmoniques, les signaux aller et retour sont modulés à des fréquences différentes (respectivement 1 GHz et 100 MHz).

Une synthèse de fréquence à l'émission est donc nécessaire pour produire un signal à 1 GHz d'une haute pureté spectrale et de faible bruit de phase, à partir de la source de référence à 100 MHz. L'utilisateur détecte donc un signal modulé à 1 GHz proportionnel à :

$$V_{\text{utilisateur}}(t) \propto \sin(2\pi \times 1 \text{ GHz} \times t + 10 \times \phi_{\text{ref}} + \phi'_{\text{correction}} + \phi'_p) \quad (5.13)$$

$\phi'_{\text{correction}}$ et ϕ'_p sont respectivement les termes de phase correspondant à la correc-

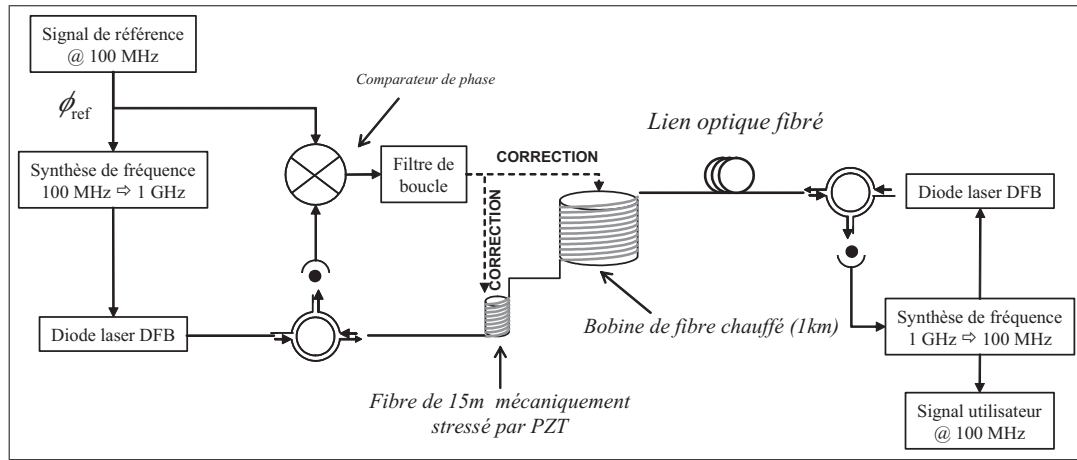


FIG. 5.9 – Schéma de principe du système de compensation optoélectronique

tion et aux perturbations appliquées au signal transmis à 1 GHz. Phase et fréquence sont divisées par 10.

En réception, l'opération inverse est effectuée pour régénérer un signal à 100 MHz à partir du 1 GHz détecté. Au final, la détection de phase se fait entre le signal aller et retour à 100 MHz :

$$V_{\text{aller retour}}(t) \propto \sin(2 \pi \times 100 \text{ MHz} \times t + \phi_{\text{ref}} + 2 \times (\phi_{\text{correction}} + \phi_p)) \quad (5.14)$$

avec :

$$\begin{aligned} \phi_{\text{correction}} &= \frac{\phi'_{\text{correction}}}{10} \text{ et} \\ \phi_p &= \frac{\phi'_p}{10} \end{aligned}$$

avec, directement, le signal de référence. Le signal d'erreur généré est utilisé comme entrée d'un filtre de boucle venant piloter deux systèmes de correction de phase différents selon la fréquence de la perturbation.

$$V_{\text{erreur}} \propto \phi_{\text{correction}} + \phi_p \quad (5.15)$$

Correction des perturbations rapides

Les corrections rapides et de faible amplitude sont réalisées par modification du chemin optique dans la fibre en étirant ou contractant la fibre optique à l'aide

d'une céramique piézo-électrique. 15 mètres de fibre optique sont enroulés autour d'une céramique cylindrique dont les paramètres géométriques sont modifiés par application d'une tension. L'élongation de la fibre produit une variation linéaire du délai de propagation de l'onde transmise permettant un contrôle du déphasage introduit au niveau du signal modulé.

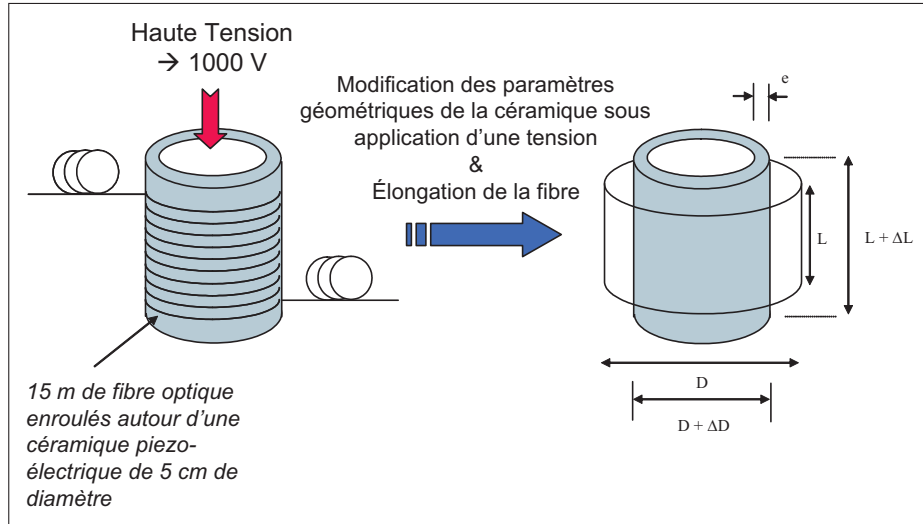


FIG. 5.10 – Corrections rapides et de faible amplitude par stress mécanique de la fibre optique

Soient le diamètre de la céramique ΔD (cf. : fig. 5.10), le nombre de tours N de fibre optique enroulés autour de la céramique et la fréquence de modulation du signal optique f_{RF} . Le déphasage est donné par :

$$\Delta\tau = N \times \pi \times \Delta D \times \left(\frac{c}{n}\right)^{-1} \quad [\text{ps}] \quad (5.16)$$

$$\Delta\phi_{RF} = N \times \pi \times \Delta D \times \left(\frac{c}{2\pi n f_{RF}}\right)^{-1} \quad [\text{rad}] \quad (5.17)$$

Pour 15 m de fibre d'indice de 1,45, un diamètre D de 5 cm et une extension de 10 μm pour une tension de 1 kV aux bornes de la céramique, il est alors possible d'appliquer des corrections de phase de l'ordre de 15 ps (5 ps RMS en amplitude), dans une bande passante typique de 300 Hz.

A partir des mesures de phase effectuée sur le lien optique entre le LNE-SYRTE et le LPL, il est possible de calculer les instabilités relatives temporelles liées à la

fibres. Ces instabilités sont reportées sur le graphique de la figure 5.11, en fonction du temps de mesure.

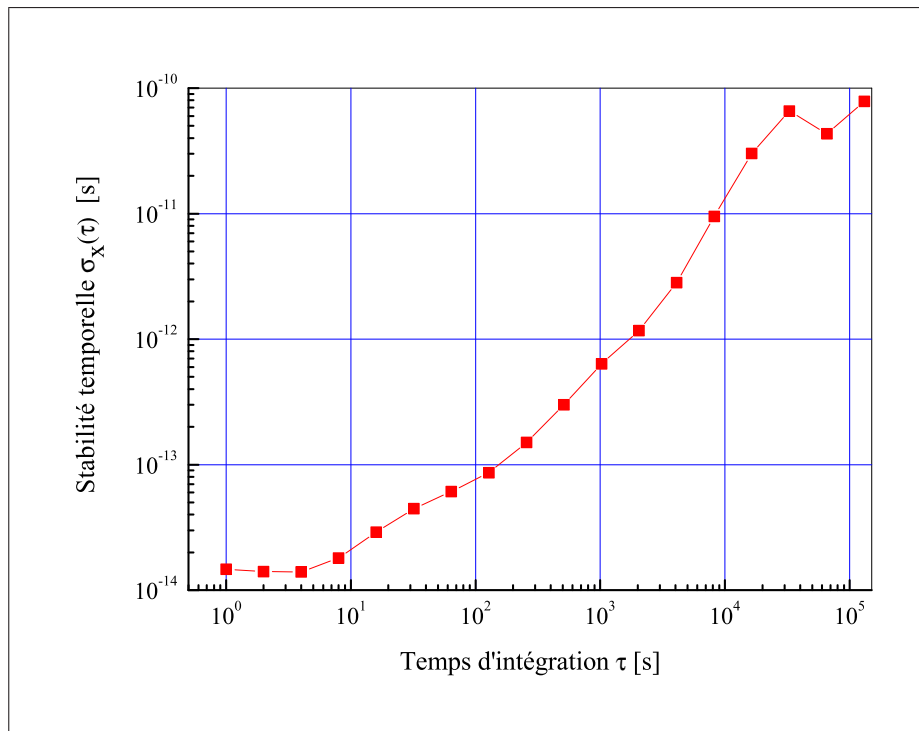


FIG. 5.11 – Instabilités temporelles mesurées sur le lien optique entre le LNE-SYRTE et le LPL

Au delà de quelques milliers de seconde, la dynamique du système de correction précédent ne suffit plus à compenser les fluctuations de phase. Il est donc nécessaire de combiner ce système à un second, de temps de réponse supérieur mais permettant de corriger des perturbations de plus grande amplitude.

Correction des perturbations de grande amplitude

La correction des fluctuations de phase, plus lentes et de grande amplitude, dues principalement aux effets thermiques journaliers, se fait à l'aide d'un second système faisant varier l'indice d'un tronçon de fibre par chauffage ou refroidissement de celui-ci.

Par référence à l'étude sur les fibres, faite précédemment, les variations du temps

de propagation par rapport aux variations de température sont de l'ordre de :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tau}{\partial \theta} &\simeq \frac{L}{c} \times \frac{\partial n}{\partial \theta} \\ &\simeq \frac{10^3}{3 \cdot 10^8} \times 1.2 \cdot 10^{-5} \\ &\simeq 40 \text{ ps}/^\circ\text{C}/\text{km}\end{aligned}$$

En terme de déphasage du signal RF, la correction applicable correspondante est donnée par :

$$\Delta \phi_{RF} \simeq 2 \pi \times \nu_{RF} \times \Delta \tau \quad (5.18)$$

soit environ 25 mrad/ $^\circ\text{C}/\text{km}$ pour un signal modulé à 100 MHz.

Le temps de réponse de ce système est relativement lent, soit environ 1000 s.

5.3.2 Caractérisation des performances du correcteur optique

La duplication du correcteur optique constitue un moyen de test simple permettant la simulation de perturbations de phase lentes et rapides, utilisé comme lien optique de test en laboratoire. Pour une bobine de fibre optique de 1 km, une rampe de température de l'ordre de 10°C avec une constante de temps de 1500 s est réalisée. On obtient un facteur de réjection de l'ordre de 750. La figure 5.12 montre la mesure du déphasage mesuré sur le signal utilisateur détecté à 1 GHz en boucle ouverte et boucle fermée, soit respectivement sans et avec correction des perturbations de phase.

Le correcteur "rapide" basé sur l'utilisation d'une céramique piezo-électrique pour appliquer des contraintes sur la fibre est moins performant et ne présente qu'une atténuation de 20 à 25 dB(cf. figure 5.13). Cette limitation en terme de gain est principalement due à la génération de termes d'erreur de phase, détériorant la capacité du système à déterminer le terme de phase introduit par perturbations externes et donc à le compenser.

La contrainte mécanique de la fibre engendre une déformation de celle-ci menant à une biréfringence de la fibre. Le signal optique est modulé en amplitude par PDL (Polarisation Depend Losses), indépendamment de la fréquence de modulation. Un moyen de réduire le déphasage, lié à la PDL, est de moduler le signal optique à plus haute fréquence. Ceci augmente le terme de phase RF par rapport au terme de phase parasite.

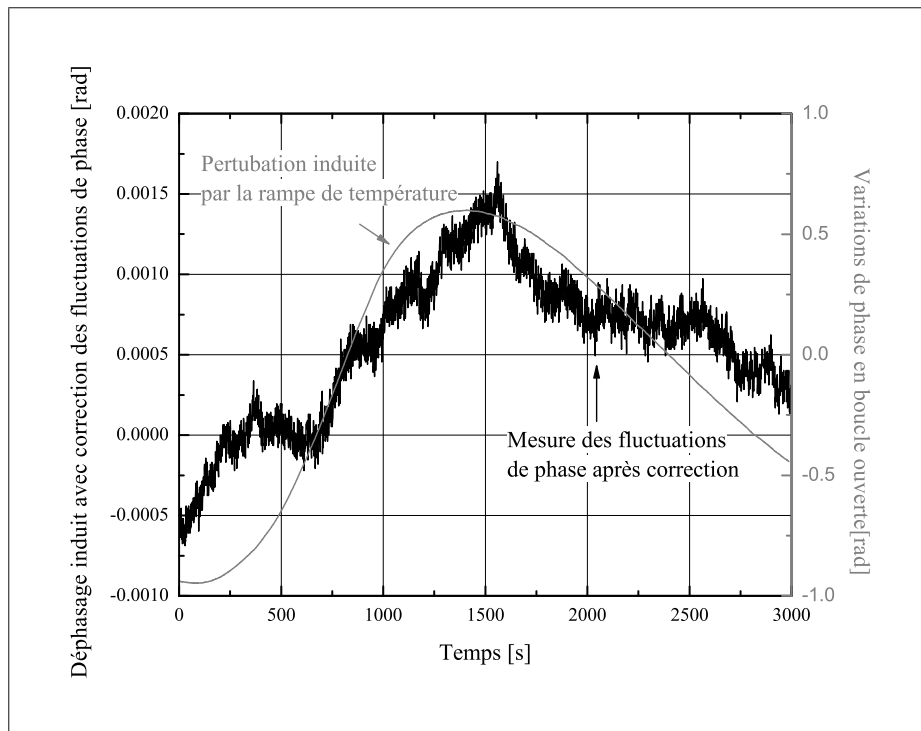


FIG. 5.12 – Mesure du déphasage entre le signal détecté à 1 GHz et le signal injecté dans la fibre, en boucle ouverte et en boucle fermée

5.4 Caractérisation des systèmes de distribution, sur le lien optique LNE-SYRTE/LPL

Une distribution optique bi-directionnelle a été mise en place entre le LNE-SYRTE et le Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) en utilisant chaque système de correction développé et en utilisant les deux fibres optiques qui connectent les deux laboratoires. Ces deux fibres optiques, d'une longueur de 43 km sont constituées de différentes sections de câbles enterrés du réseau France Télécom parisien. Au sein de chaque laboratoire, les connexions sont assurées par des fibres optiques standard de type SMF-28, dont une partie, au niveau du LPL, est aérienne et suit les chemins de câbles du réseau informatique de ce laboratoire. L'ensemble du lien optique présente une atténuation globale de 12 dB avec une dizaine de soudures optiques pour assurer la continuité, comme le montre le relevé de réflectométrie (OTDR : Optical Time Domain Reflectometry) de la figure 5.14.

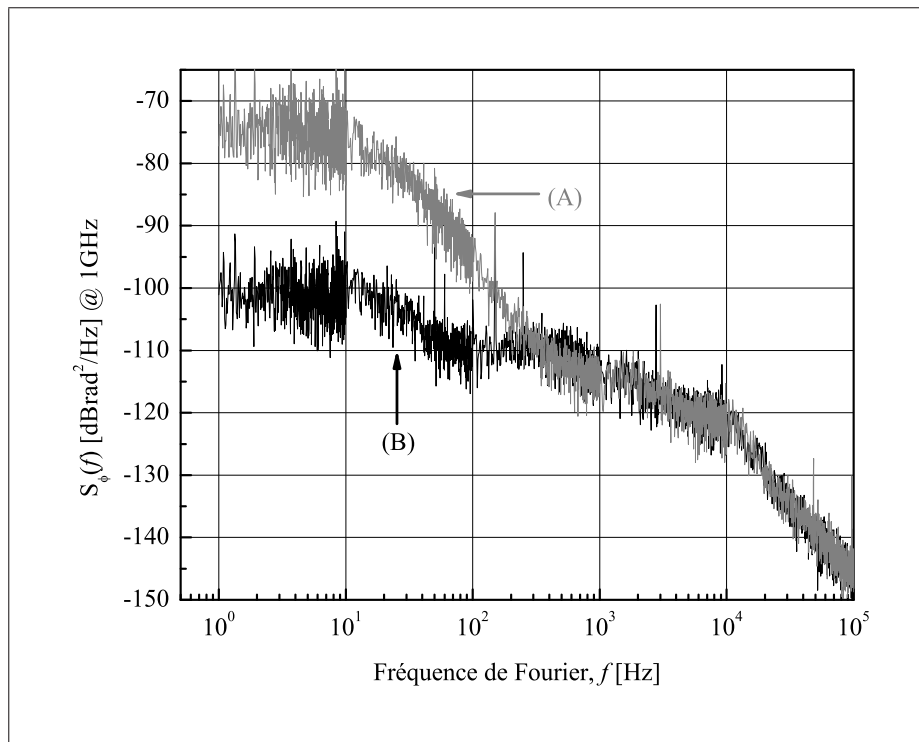


FIG. 5.13 – Mesure de la densité spectrale de bruit de phase du lien optique avec (B) et sans (A) correction des perturbations induites

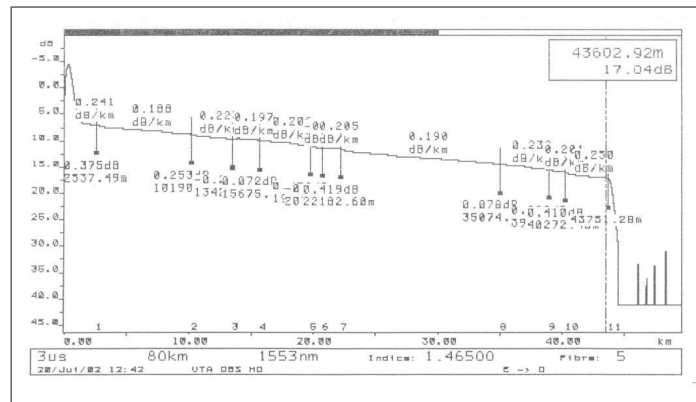


FIG. 5.14 – Relevé réflectométrique d'une des deux fibres connectant le LNE-SYRTE au LPL (Fibre 22, Indice de coeur=1.46500, $\lambda=1553 \mu\text{m}$, impulsion de $3 \mu\text{s}$ [20/07/2002])

Les instabilités relative de fréquence du lien optique ont été mesurées en connec-

tant les deux fibres qui le composent et en injectant un signal modulé à 100 MHz. Le signal détecté radiofréquence détecté à l'extrémité du lien est alors comparé en phase avec le signal de modulation à l'émission. Différentes campagnes de mesures ont été réalisées. Nous avons reporté les stabilités résultantes sur la figure 5.15, calculées sous forme d'écart type d'Allan à partir des données de phase mesurées.

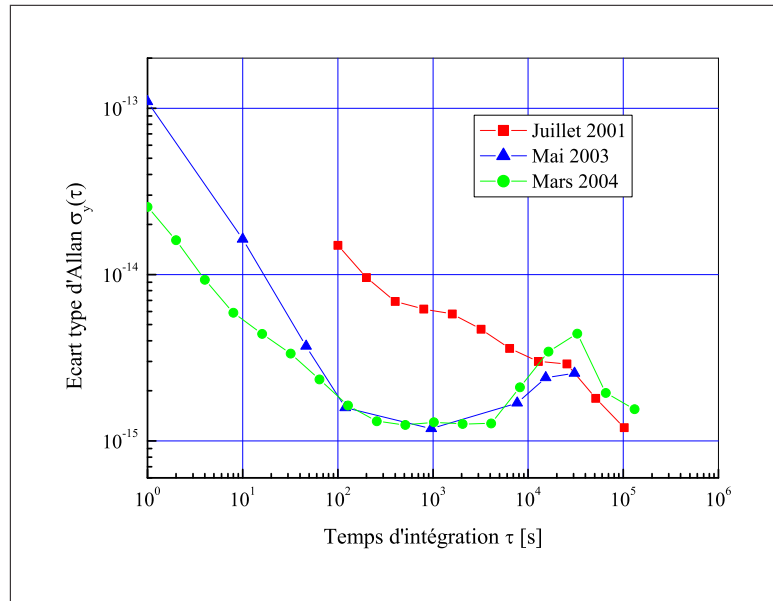


FIG. 5.15 – Instabilités relatives de fréquence mesurées sur le lien optique bouclé entre le LNE-SYRTE et le LPL

Les instabilités relatives de fréquence sur des temps relativement courts, non stationnaires, sont principalement liées à des perturbations mécaniques et notamment à l'activité humaine à proximité de la fibre optique, comme dans les centres d'interconnexions par exemple. Les fluctuations plus lentes sont corrélées aux variations de température de l'environnement. Pour mettre en évidence la corrélation entre les fluctuations de phase du signal transmis et la température extérieure, ces deux paramètres ont été mesurés simultanément. Un exemple de mesure est reporté sur le graphique de la figure 5.16.

Dans le pire des cas, une rejection des fluctuations de phase d'au moins un facteur 10 pour les temps courts et de quelques centaines pour les temps longs sont nécessaires pour transférer le signal d'une horloge atomique par exemple.

Afin d'évaluer le bruit de phase et la stabilité relative de fréquence, le signal détecté à l'extrémité de la liaison doit être comparé avec le signal de référence. Le test en conditions réelles consiste donc à réaliser une boucle en utilisant les deux

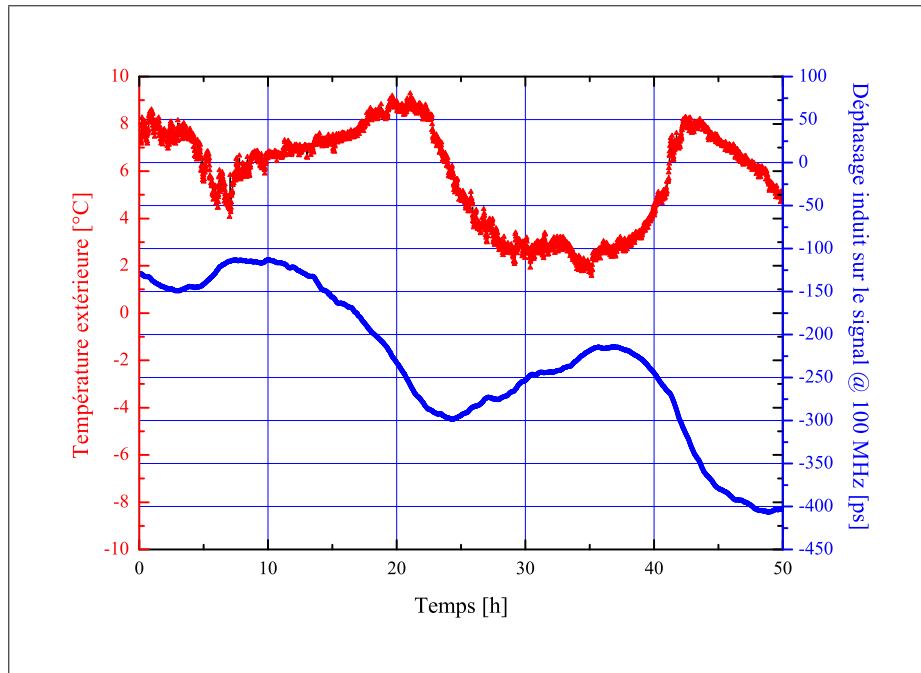


FIG. 5.16 – Mesure du déphasage induit sur le signal distribué, modulé à 100 MHz, en fonction des fluctuations externes de température

fibres du lien LNE-SYRTE/LPL. Chacune des fibres est alors compensée à l'aide d'une des méthodes de correction de phase comme le montre la figure 5.17. La mesure finale donnera une mesure du bruit et de la stabilité globale de la boucle de distribution mais ne permettra pas de déterminer les performances de chacun des systèmes. Comme les deux systèmes de compensation sont parfaitement indépendants et non corrélés et que l'on peut considérer que ces deux liaisons optiques, comme décorréllées, il est possible de donner une approximation de la stabilité de fréquence de chacune des liaisons en divisant par $\sqrt{2}$ la stabilité totale calculée.

Le schéma de principe de la mesure ainsi réalisée est présenté figure 5.17.

Le signal produit par l'oscillateur local du LNE-SYRTE à 100 MHz, constitué d'un MASER à hydrogène filtré par un oscillateur cryogénique à résonateur saphir est transféré au LPL. Ce signal est corrigé en phase électroniquement à l'aide du conjugateur de phase et détecté à l'extrémité du lien au LPL. Pour des raisons pratiques liées aux expériences du LPL et au fonctionnement du système de distribution à correction optoélectronique, un signal à 1 GHz est généré à partir du signal de référence à 100 MHz transféré, à l'aide d'une chaîne de synthèse de fréquence. Ce signal à 1 GHz constitue alors le signal d'entrée de la seconde distribution utilisant l'autre fibre de la liaison. Cette référence locale est envoyée vers le LNE-SYRTE et

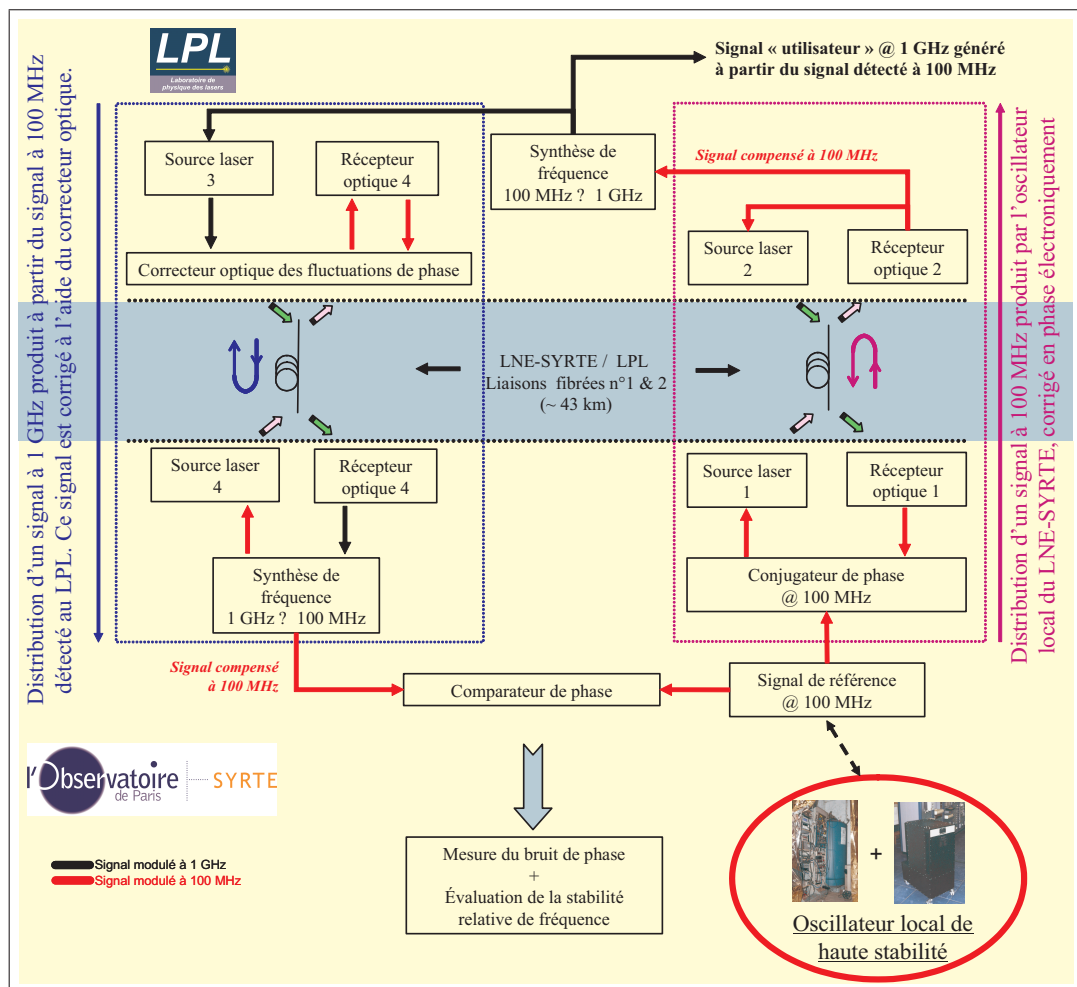


FIG. 5.17 – Schéma de principe de la boucle de distribution à compensation de phase, utilisant les deux types de correcteurs

est détectée. Le correcteur optoélectronique nécessite un signal de retour modulé à une fréquence de 100 MHz, obtenu à l'aide d'une seconde synthèse de fréquence 1 GHz / 100 MHz. Une partie du signal à 100 MHz est prélevé et directement comparé au signal délivré par l'oscillateur local de référence du LNE-SYRTE. Les données de phase du comparateur de mesure permettent alors la mesure de la densité spectrale de bruit de phase de la boucle de distribution et la détermination des instabilités relatives de fréquence liées à la liaison et au double système de distribution.

Le déphasage du signal détecté, compensé par les deux correcteurs de phase en cascade, est comparé au signal de référence à l'aide d'un détecteur de phase.

Les données de phase sont filtrées à l'aide d'un filtre passe-bas de 3 Hz et sont enregistrées, en fonction du temps, via un datalogger. Les instabilités relatives de fréquence sont calculées à partir de ces données de phase, par logiciel. La stabilité du système peut alors être comparée à la stabilité en boucle ouverte (lien optique libre).

La mesure, dite en boucle ouverte, est réalisée sur la liaison LNE-SYRTE/LPL, compensée électroniquement. Le conjugateur de phase n'opère qu'à la fréquence de 100 MHz. On sur-module en petit signal à 270 MHz la diode laser n°1 sans modifier le bruit de phase de la diode laser. Le signal modulé à 270 MHz est complètement transparent et directement réinjecté dans la fibre parallèlement au signal de retour. La comparaison de phase entre le signal aller-retour et le signal produit par l'oscillateur à 270 MHz donne donc une image des perturbations de phase appliquées à la liaison complète (2×43 km) sans correction de phase.

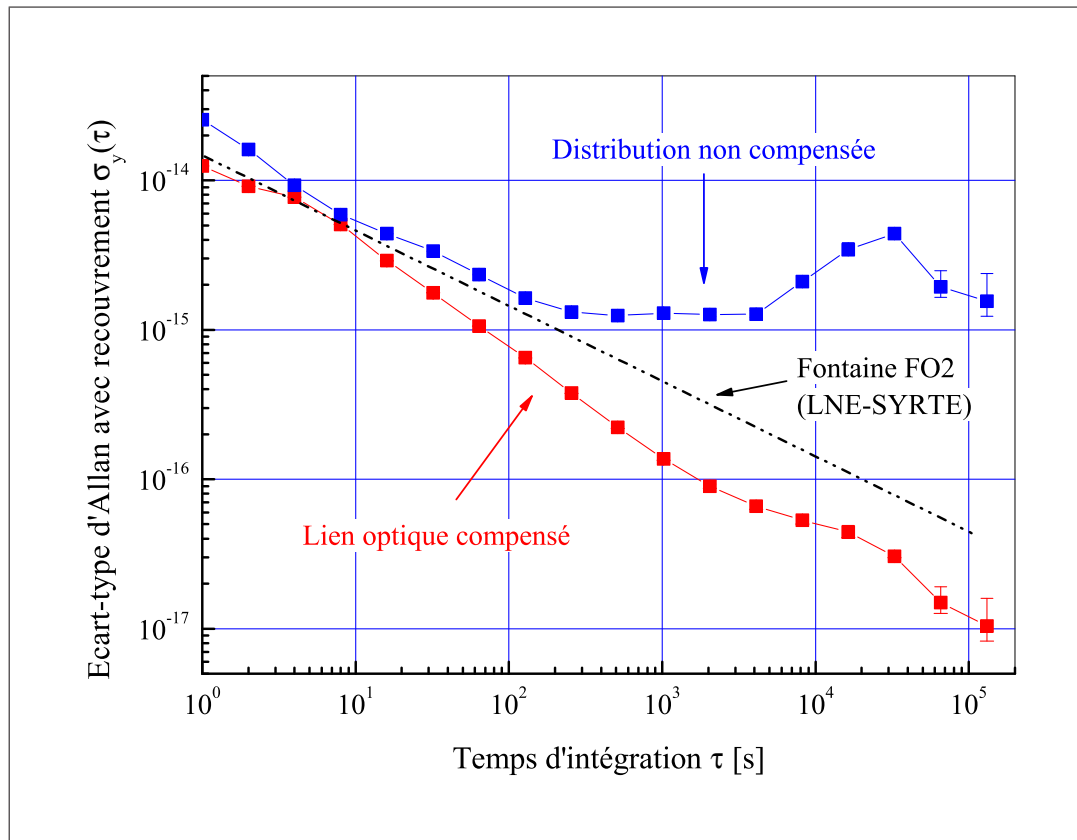


FIG. 5.18 – Instabilités relatives de fréquence de la boucle LNE-SYRTE/LPL avec et sans correction des fluctuations de phase

Nous montrons ainsi la possibilité de transférer un signal métrologique à 100 MHz avec une stabilité relative de fréquence de l'ordre de 1.2×10^{-14} pour une seconde d'intégration, sur une distance de 86 km avec les deux types de correcteur de phase, mis en cascade (figure 5.17) [40]. Pour les temps longs (une journée de temps d'intégration), la stabilité relative de fréquence du lien est limitée à 10^{-17} .

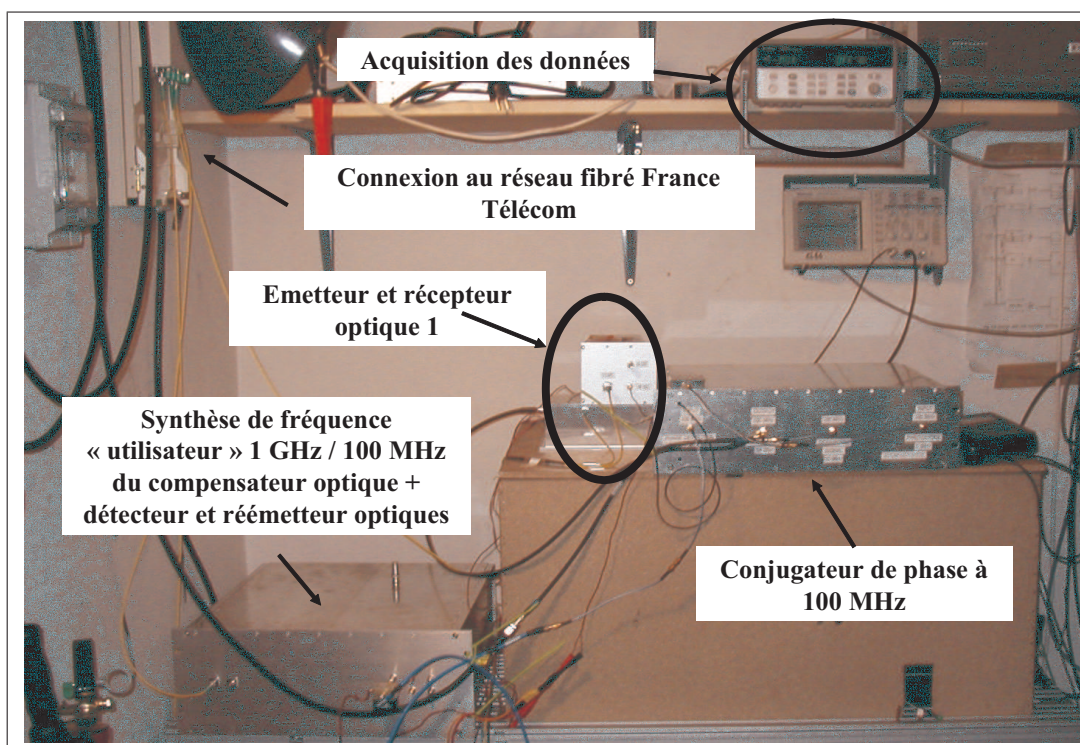


FIG. 5.19 – Photographie du banc de test en conditions réelles

Le système actuel (figure 5.19) permet d'ores et déjà de transférer des signaux de haute résolution telle qu'une fontaine atomique. En revanche, ce système semble peu viable pour la distribution de signaux de référence issus d'un OCRS ou d'une horloge optique. Des améliorations en terme de bruit, pour les temps courts, d'un ou deux ordres de grandeur sont nécessaires.

5.5 Etude des limitations du système opérant à une fréquence de 100 MHz

Malgré sa complexité technique de mise en oeuvre, le conjugateur de phase présente un meilleur bruit de phase que le compensateur optique, assurant ainsi de bonnes performances court-terme en stabilité relative de fréquence et un taux de compensation constant sur l'ensemble de la bande passante de correction. Nous résumons dans le tableau suivant les performances de chacun des compensateurs : en termes de bruit de phase et de facteur de compensation des fluctuations de phase.

	Conjugateur de phase	Correcteur optoélectronique
Bruit de phase @ 1 Hz	-123 dBrad ² @ 100 MHz	-100 dBrad ² @ 1 GHz
ADEV @ 1s	$\simeq 7-8 \times 10^{-15}$	$\simeq 1-2 \times 10^{-14}$
Facteur de correction	≤ 500	30 (fluctuations rapides) ≥ 750 ($\tau \geq 1000$ s)

L'efficacité des corrections des fluctuations rapides de phase est limitée par le bruit du compensateur optique. Ce bruit est introduit par la céramique piézo-électrique. La modulation d'amplitude du signal détecté est directement convertie en modulation de phase par les composants radiofréquences utilisés (mélangeurs, détecteurs de phase ...), que ce soit au niveau de l'utilisateur pour la synthèse de fréquence du signal retour, ou au niveau de la mesure de la perturbation de phase. Le bruit de phase généré est lié à l'onde optique et non au signal de modulation, contrairement au bruit issu de la fibre. De ce fait, en augmentant la fréquence de modulation du signal optique, il est possible d'atténuer ce phénomène dans le sens où l'on augmente la contribution de bruit de la fibre par rapport au bruit du système de correction.

Le conjugateur de phase présente un manque d'isolation qui dégrade l'efficacité à corriger les fluctuations de phase de grande amplitude. Le passage à une fréquence de modulation plus haute devrait partiellement améliorer les performances.

Enfin, que ce soit pour le conjugateur de phase que pour le système optique, la stabilité relative de fréquence, à long terme, est limitée par les effets de polarisation.

Dans tous les cas, travailler à une fréquence proche de 1 GHz devrait permettre un gain en terme de bruit et une meilleure efficacité de la correction de phase. Nous détaillons ci-après, les différentes sources de bruit qui nous ont guidé à l'amélioration les systèmes actuels.

5.5.1 Instabilités sur les temps d'intégration longs

La dégradation de la stabilité relative de fréquence du système de distribution, provient principalement d'insuffisances de compensation des fluctuations de phase du fait d'erreurs commises dans la détermination des variations de phase. Ces erreurs de phase ont à la fois une origine électronique liée directement au processus de génération du signal d'erreur et une origine optique via la détection de signaux parasites cohérents en phase avec le signal utile transmis au travers du lien fibré.

Bruit intrinsèque de l'électronique

Deux principaux phénomènes viennent dégrader les performances du conjugué de phase. Malgré l'utilisation d'oscillateurs verrouillés en phase pour le filtrage des signaux symétriques oscillants espacés de 10 MHz autour de la fréquence de référence de 100 MHz, des fuites RF subsistent. Les signaux électriques, co-existant avec le signal séparé et filtré, sont cohérents en phase avec ce dernier. De ce fait, le signal d'erreur est la somme du bruit de phase ajouté par la fibre et des termes parasites. Une erreur est alors commise et a pour conséquence une réduction du facteur de compensation du correcteur électronique.

Réflexions optiques

Les différentes interfaces optiques, connecteurs ou soudures permettant la continuité des fibres, engendrent des réflexions optiques. Le signal réfléchi est cohérent en phase avec le signal renvoyé par l'utilisateur. De ce fait, la détection des signaux superposés génère un terme de phase parasite.

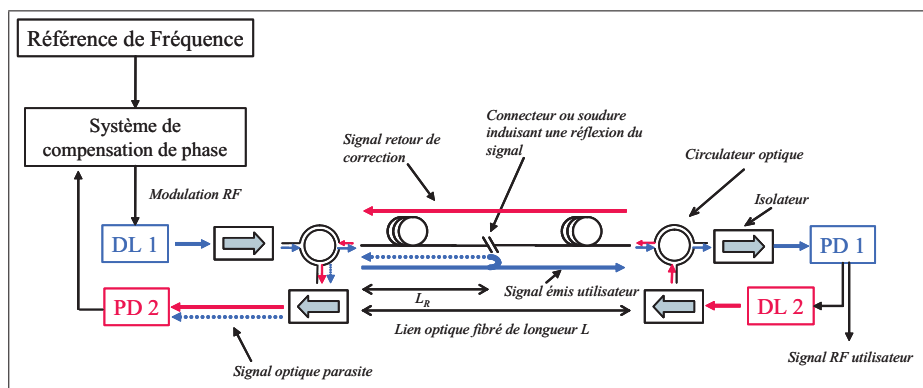


FIG. 5.20 – Réflexion optique induite par un connecteur ou une soudure optique le long de la fibre

Le signal réfléchi ($P_r(t)$) a pour équation :

$$\begin{aligned}
P_r(t) = & R \times 10^{-2 \alpha L_r} \times S_{\text{diode laser}} \times (I_{\text{polarisation}} + \sqrt{\frac{P_{\text{rf}}}{R_s}} \cos(\omega_{\text{ref}} t + \phi_{\text{ref}} + 2 \phi_r)) \\
& \times \cos(\omega_{\text{opt}} \times t)
\end{aligned} \tag{5.19}$$

où :

R est le coefficient de réflexion de l'onde optique à l'interface considérée,

L_r la distance parcourue par l'onde réfléchie, et

ϕ_r la phase accumulée par l'onde réfléchie.

Ce signal est détecté et sa phase prise en compte dans la détermination de la perturbation de phase générée par la fibre. Le rapport de puissance optique avant détection, entre le signal parasite issu de la réflexion et du signal utile de la voie de retour du lien, est :

$$\begin{aligned}
\frac{P_{\text{signal utile}}}{P_{\text{signal parasite}}} &= \frac{10^{-\frac{\alpha L}{10}}}{R \times 10^{-\frac{2 \times \alpha L_r}{10}}} \\
&= \frac{1}{R} \times 10^{-\frac{\alpha \times (L - 2 L_r)}{10}}
\end{aligned} \tag{5.20}$$

en considérant un lien optique d'une longueur L .

Ce phénomène devient d'autant plus limitant que la liaison optique est longue du fait de l'atténuation optique du signal de retour. Par exemple, on considère une distribution d'une longueur de 100 km et une réflexion sur un connecteur de l'ordre de 0,01%, placé à 100 m de l'émetteur optique. Le rapport de puissance est alors d'environ 20 dB ou un facteur 100. En pratique, cela veut dire que l'efficacité du système de compensation sera limité à 100 puisqu'il n'est pas possible de différencier les effets parasites du signal utile à mieux qu'un facteur 100. Si l'on réduit la distance de la distribution à 50 km, le signal utile détecté est alors 10 fois plus élevé que dans le cas précédent et le rapport de puissance atteint 30 dB, soit un facteur 1000.

PMD

La PMD est le second point limitant les performances des deux compensateurs. La dispersion de mode de polarisation est détectée comme la modification aléatoire du temps de propagation de l'onde optique au cours du temps. Le principe fondamentale de la correction de phase basé sur la mesure des perturbations de phase après un aller/retour dans la fibre et le déphasage du signal de modulation en divisant par

un facteur 2 la phase mesurée, n'est donc plus valide. Des erreurs de corrections sont commises, menant à une dégradation du facteur de correction du compensateur et donc des performances du système de distribution.

Pour mettre en évidence ce problème, nous avons réalisé des mesures sur le lien optique LNE-SYRTE/LPL pour différentes fréquences de modulation du signal optique.

Pour ce faire, les signaux de même fréquence de deux diodes lasers sont injectés dans chacune des deux fibres du lien. A l'extrémité du lien, les deux signaux optiques détectés sont comparés en phase. A partir des variations de phase mesurées, nous avons déterminé la corrélation entre les fibres optiques en calculant la stabilité relative de fréquence équivalente. Les résultats obtenus sont présentés sur le graphique de la figure 5.21.

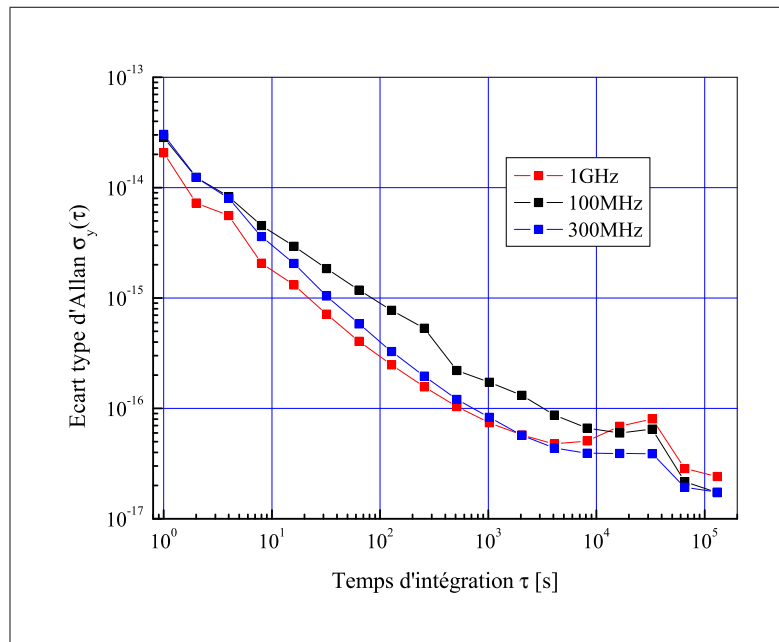


FIG. 5.21 – Mesure de la corrélation des deux fibres de 43 km du lien LNE-SYRTE/LPL, pour différentes fréquences de modulation du signal optique

Les instabilités de fréquence pour des temps d'intégration courts (≤ 100 s) proviennent essentiellement du bruit intrinsèque du système d'émission/réception optique. Dans le cas d'une modulation à 1 GHz, nous avons montré que pour des conditions optimales d'utilisation, il était possible de réduire la stabilité de fréquence du système à quelques 10^{-15} pour une seconde d'intégration. Seules les instabilités sur des temps longs de l'ordre de quelques milliers de s, nous intéressent. On remarque un

plancher à partir de 1000 s qui témoignent des effets de polarisation de la fibre. Le niveau de ce plancher est de quelques 10^{-17} .

Le conjugateur de phase présente une faible efficacité de correction pour les perturbations de quelques milliers de secondes. Il est donc difficile de conclure sur le fait que le système soit réellement limité par la PMD. Les perspectives de gain en terme de bruit et de réjection font que les effets de la PMD deviennent dominants dans le cas d'un système de distribution à 1 GHz.

Ces mesures montrent un niveau de bruit quasi similaire pour les différentes fréquences de modulation, contrairement à quoi on pouvait s'attendre. Malheureusement, nous ne sommes pas en mesure d'expliquer ce phénomène.

Ces résultats sont confirmés par la mesure du temps de groupe différentiel (Differential Group Delay (DGD) en anglais), en suivant le montage :

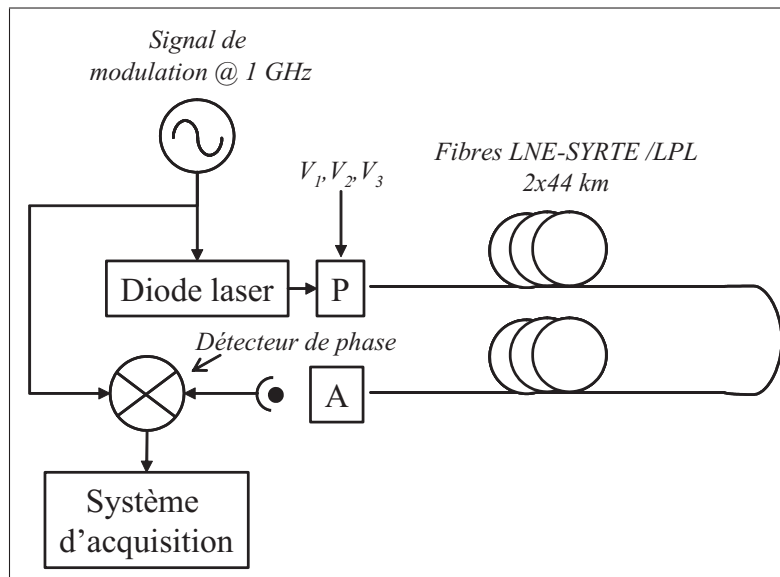


FIG. 5.22 – Montage réalisé pour le calcul du DGD du lien optique entre le LNE-SYRTE et le LPL

La détermination du DGD de la fibre constituant le lien optique (86 km), est obtenue en injectant un signal optique modulé en amplitude à 1 GHz, de polarisation linéaire. La polarisation du signal est contrôlée par modulation lente des trois actionneurs mécaniques d'un brouilleur de polarisation (P) de manière à conserver une polarisation rectiligne mais en modifier périodiquement l'orientation. Le brouilleur de polarisation joue alors le rôle d'un polariseur contrôlable en tension. A l'extrémité

de la fibre, le signal est détecté après passage dans un analyseur (A). Le signal électrique, en sortie de photodiode, est comparé en phase avec le signal de modulation à 1 GHz, afin d'enregistrer les variations temporelles de phase. L'analyse de ce signal en fonction des différentes consignes appliquées au brouilleur de polarisation permet de calculer le DGD. La mesure effectuée est reportée sur le graphique de la figure 5.23.

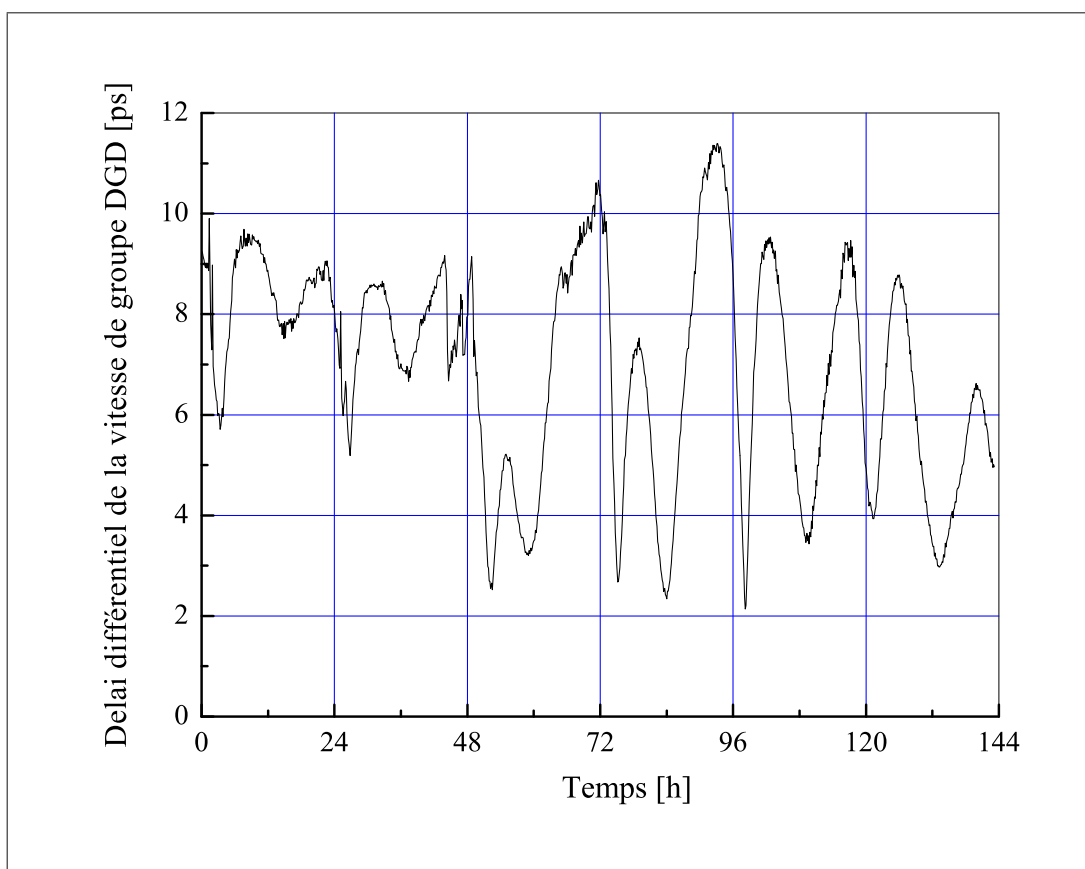


FIG. 5.23 – DGD mesuré sur 86 km

La figure 5.23 montre un DGD moyen constant avec des variations pic à pic pouvant aller jusqu'à 7 ps, menant à un coefficient de PMD de l'ordre de $0.75 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$. Des erreurs de phase de 60 mrad ou des instabilités de fréquence de de 2×10^{16} à la mi-journée sont alors observables dans les pires cas.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté deux potentielles dispositifs permettant du bruit de phase introduit lors du transfert. Ces deux systèmes reposent sur une distribution bi-directionnelle. Ainsi il est possible de mesurer la perturbation de phase et de la corriger directement en agissant sur la phase du signal injecté dans la fibre. En appliquant ces deux méthodes, opérant à une fréquence de 100 MHz, à la liaison fibrée entre le LNE-SYRTE et le LPL nous avons montré la faisabilité d'un tel système de distribution par fibre optique. Une stabilité de l'ordre de 10^{-14} sur la seconde et quelques 10^{-17} sur la journée est mesurée ouvrant la possibilité de comparer des fontaines atomiques sur des distances de 100 km.

Pour les temps courts, le système de distribution est limité par le bruit de phase intrinsèque au dispositif d'émission et réception optique. Pour des temps plus longs, un manque de réjection en conditions réelles conduit à une limitation des performances du système de distribution. En effet, lors des tests en laboratoire, les deux systèmes de correction ont affiché des facteurs de réjection des fluctuations de phase de l'ordre de quelques centaines alors qu'un facteur de 100 seulement est observé.

Ces limitations sont à l'origine des améliorations que nous apportons aux deux systèmes et que nous exposons dans le chapitre suivant. Un gain d'un ordre de grandeur sur la stabilité de la distribution est escompté, ouvrant la porte au transfert de signaux de plus haute résolution comme celui d'un OCRS.

Chapitre 6

Distribution de fréquence à 1 GHz

Les premiers développements en terme de distribution de fréquence par modulation d'amplitude d'une porteuse optique dans le domaine des télécommunications optiques, ont été réalisés dans le but de transférer un signal de référence à 100 MHz. Cette fréquence de 100 MHz correspondait à un choix alliant à la fois le côté pratique, puisque directement générée par des références de fréquence comme un maser à hydrogène et la simplicité de mise en oeuvre.

Nous avons montré la possibilité de transférer sur 86 km un signal de référence à une fréquence de 100 MHz, synthétisé à partir du signal d'un maser à hydrogène asservi sur l'OCRS du LNE-SYRTE, avec une stabilité relative de fréquence de 1 à $2 \cdot 10^{-14}$ sur la seconde et de 10^{-17} pour une journée d'intégration. Ces résultats permettent de conclure sur la faisabilité de comparaisons d'étalons primaires de fréquence micro-onde tels qu'une fontaine à atomes froids de césium par exemple, via ce procédé de transfert.

Néanmoins dans la perspective de la comparaison des nouveaux étalons de fréquence opérant dans le domaine optique ou la distribution de signaux de plus haute résolution, quelques progrès restent à réaliser. Dans ce chapitre, nous essayons de fournir quelques solutions aux limitations du système de distribution actuel et proposons un nouveau schéma de distribution utilisant une fréquence de référence de 1 GHz permettant un gain d'un facteur 10 en termes de stabilité de fréquence.

6.1 Améliorations apportées

Opérer à 1 GHz plutôt qu'à une fréquence de 100 MHz semble profitable que ce soit en terme de bruit ou de stabilité de fréquence, au niveau des équipements du système de distribution. La stabilité de phase est, en première approximation, inversement proportionnelle à la fréquence du signal transféré. De plus, pour compenser certains des effets parasites observés, il semble intéressant de travailler à plus haute fréquence.

6.1.1 Modifications du conjugateur de phase pour opérer à une fréquence de 1 GHz

Modifier le conjugateur de phase pour opérer à une fréquence de référence de 1 GHz (figure 6.1), a pour but de :

- palier les erreurs de phase intrinsèque d'origines électroniques, dégradant le facteur de correction du compensateur et donc la faculté à réduire voire annuler le bruit de phase ajouté par le lien fibré,
- réduire le bruit de phase soit améliorer la stabilité relative de fréquence du système de dissémination de fréquence.

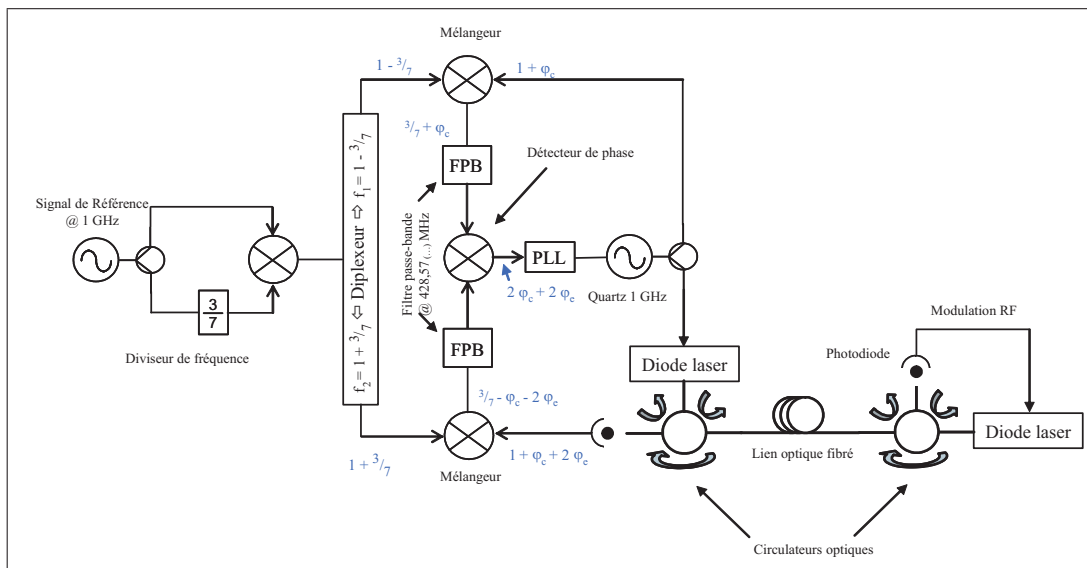


FIG. 6.1 – Schéma du conjugateur de phase à 1 GHz

Pour filtrer les signaux parasites, une solution est que la détection de phase finale fasse intervenir des signaux électriques de fréquence non entière et ne correspondant pas à un mélange harmonique des signaux présents dans le conjugateur de type :

$f_3 = n \times f_1 + m \times f_2$ où n et m sont des entiers naturels. Nous avons opté pour un facteur de division de $3/7$ réalisé à partir de composants disponibles dans le commerce.

A partir du signal de référence à 1 GHz, un signal à la fréquence de 428,57 MHz est produit. Celui-ci est mélangé avec le signal de référence pour générer les signaux haut à 1,42857 GHz et bas à 571.43 MHz qui servent d'entrées de référence du conjugateur de phase. Afin d'éviter des interférences électroniques entre les deux voies d'entrée, nous utilisons un dispositif passif de filtrage. Ce dispositif est constitué d'un diplexeur séparant le signal en deux en fonction de la fréquence d'oscillation, avec une isolation voie à voie d'au moins 80 dB.

L'oscillateur local est un oscillateur à onde de surface (Surface Acoustic Wave (SAW) en anglais) à 1 GHz. Cependant, en fonctionnement libre, ce type d'oscillateur présente un niveau de bruit de phase élevé à basses fréquences de Fourier (≤ 100 Hz), comme le montre la figure 6.3. Si l'on considère un lien optique fibré d'une longueur L de 100 km, la bande passante (f_B) de l'asservissement du correcteur de phase et donc de l'oscillateur local, limitée par le temps d'aller/retour du signal optique dans la fibre, est limité à :

$$f_B = \frac{c}{16 \times L \times n} \quad (6.1)$$

Cette formule prend en compte la condition de stabilité d'un asservissement avec une marge de phase de $\pi/4$. c est la vitesse de la lumière dans le vide, égale à environ 3×10^8 m.s⁻¹ et n est l'indice de coeur de la fibre. Pour un indice de 1,45 et une distance de 100 km, la fréquence de l'asservissement est limitée à 130 Hz. En pratique on réduit la fréquence de l'intégrateur d'un facteur 3, soit 43 Hz dans le cas présenté ici.

En fonctionnement libre, l'oscillateur présente un bruit de phase de l'ordre de -90 dBrad² à 100 Hz de la porteuse. L'intégrateur permet de réduire le bruit de l'oscillateur de 20 dB par décade, ce qui permet d'envisager un bruit de l'oscillateur, légèrement en dessous de -120 dBrad² à 1 Hz de la porteuse. Ce qui correspond à une stabilité relative de fréquence du système de quelques 10^{-15} à une seconde de temps d'intégration. Ainsi le système est capable d'atteindre le niveau de stabilité de fréquence escompté, mais sans marge de sécurité et sans possibilité d'augmenter la longueur de la fibre.

Dans la perspective de couvrir des distances supérieures à la centaine de kilomètres et d'améliorer le bruit de phase, nous avons recouru à une synthèse de fréquence permettant d'asservir l'oscillateur à 1 GHz sur un oscillateur à bas bruit de phase, de fréquence 100 MHz.

L'oscillateur local du conjugateur de phase est donc constitué d'un oscillateur à 100 MHz à bas bruit de phase, utilisé comme référence de fréquence du SAW à 1 GHz (figure 6.2). Pour réaliser l'asservissement du SAW, l'oscillateur à 100 MHz est doublé en fréquence pour générer un signal oscillant à la fréquence de 200 MHz. Un diviseur de fréquence par 5 permet également de générer un signal à 200 MHz à partir du signal délivré par le SAW. Ces deux signaux sont alors comparés en phase pour produire un signal d'erreur, utilisé comme entrée d'un filtre de boucle venant corriger les instabilités du SAW. Dans cette configuration, la correction de phase est réalisée en interragissant sur la phase de l'oscillateur à 100 MHz et donc, le signal d'erreur du conjugateur de phase est directement utilisé comme signal d'erreur de l'oscillateur à 100 MHz, contrôlable en tension.

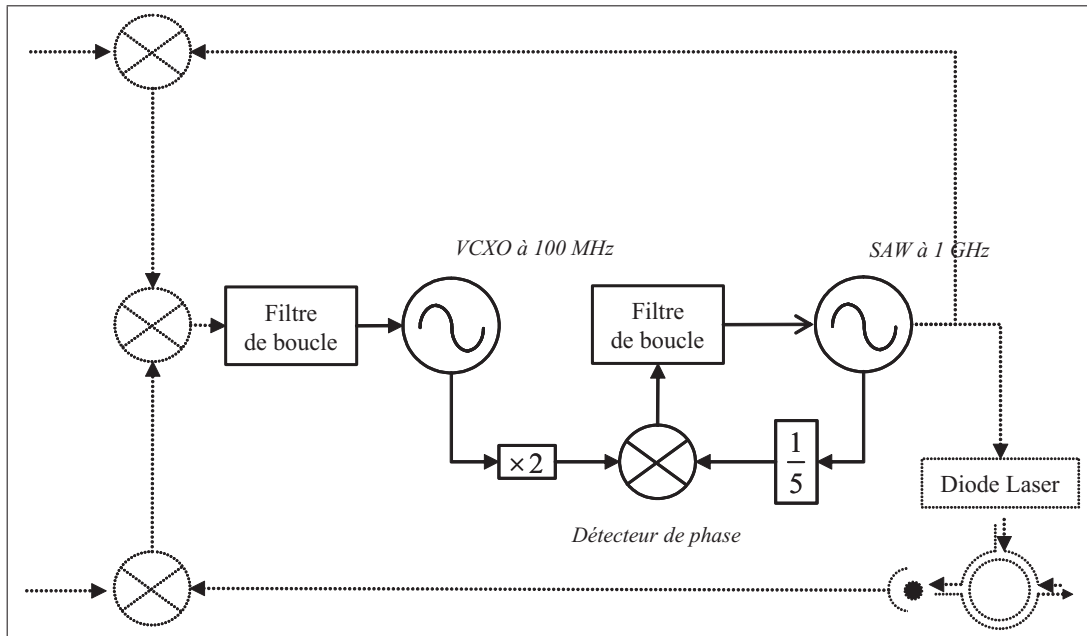


FIG. 6.2 – Schéma de l'oscillateur local à 1 GHz, du conjugateur de phase, filtre en bruit à l'aide d'un oscillateur à bas bruit de phase de fréquence 100 MHz

Nous présentons la simulation du bruit du conjugateur de phase pour une longueur de fibre de 200 km (figure 6.3). Nous supposons que l'ensemble du bruit ajouté par la fibre est complètement réjecté par le système de correction et que l'émetteur/récepteur optique ne dégrade pas le bruit de l'électronique de compensation. La bande de correction du conjugateur de phase est de l'ordre de 65 Hz et la constante de temps de l'intégrateur est fixée à 46 ms. La bande passante dépend du gain de la boucle et du rapport signal-à-bruit. Ceci peut entraîner quelques modifications de la constante de temps de l'intégrateur.

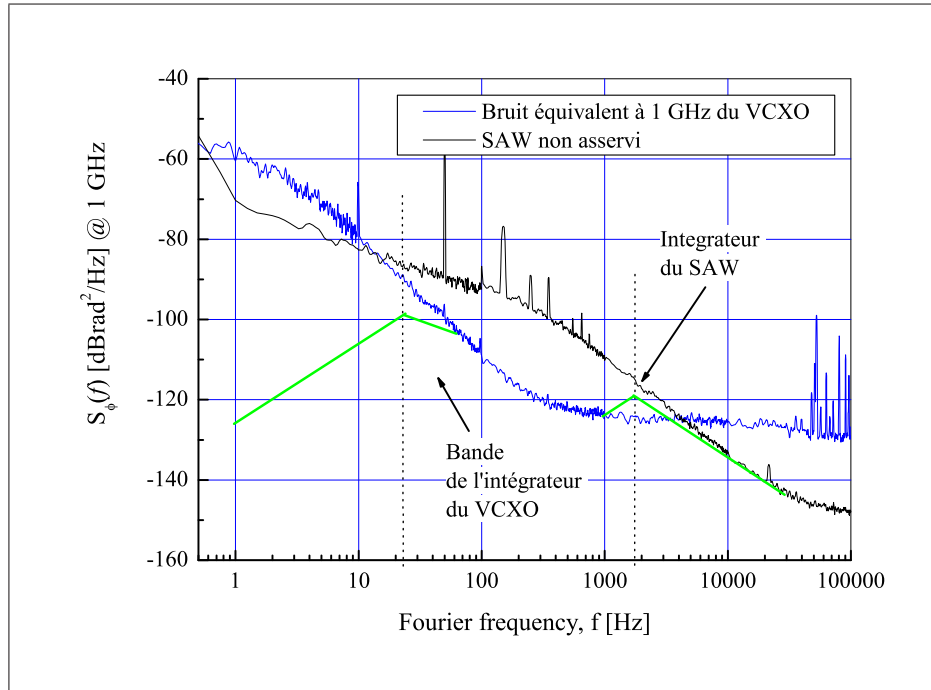


FIG. 6.3 – Simulation du bruit de phase du conjugateur de phase à 1 GHz par optimisation des boucles d’asservissement pour un lien optique d’une distance de 200 km

La mesure de la densité spectrale de bruit de phase du conjugateur de phase, modifié pour opérer à une fréquence de 1 GHz est présenté sur le graphique de la figure 6.4. Cette mesure est comparée au bruit de phase de l’oscillateur de référence du LNE-SYRTE dont le signal à 1 GHz est réalisé par synthèse de fréquence à partir du signal délivré par l’oscillateur cryogénique, asservi sur un maser à hydrogène. A titre informatif, nous avons également reporté sur le graphique, le bruit de phase d’un des meilleurs oscillateurs à quartz à 100 MHz qui sera utilisé comme oscillateur de vol pour l’expérience PHARAO. La dernière courbe n’est autre que le bruit de phase de ce dernier, converti à 1 GHz. Le conjugateur de phase présente donc un bruit de phase de type flicker avec un niveau de -123 dBrad^2 à 1 Hz de la porteuse radiofréquence, ce qui démontre, à basses fréquences, un gain de 20 dB en bruit par rapport au bruit de phase du conjugateur à 100 MHz. Ceci se traduit par une diminution d’un ordre de grandeur des instabilités relatives de fréquence, à court-terme, du système de correction lors du passage d’une fréquence de travail de 100 MHz à une fréquence de 1 GHz. Le niveau de bruit blanc du système est, quant-à lui, de $-127\text{ dBrad}^2/\text{Hz}$. Cette mesure a été réalisée en laboratoire, en utilisant comme référence d’entrée, un

synthétiseur commercial de fréquence. Le lien optique de 200 km a été remplacé par une fibre optique de quelques mètres avec des atténuateurs optiques pour atteindre une atténuation équivalente à 200 km de fibre. De ce fait, les paramètres de boucle ne correspondent pas à la simulation présentée au dessus. Dans le cas présent, le bruit blanc de phase du conjugateur est détérioré par le bruit hautes fréquences du synthétiseur commercial. Néanmoins, cette mesure est importante puisqu'elle montre le bruit basses fréquences du dispositif, indépendamment des fluctuations de phase introduites par le lien optique en environnement réel et indépendamment du facteur de correction du conjugateur de phase. Elle démontre donc les limites théoriques de distribution, d'un tel dispositif, en termes de bruit de phase.

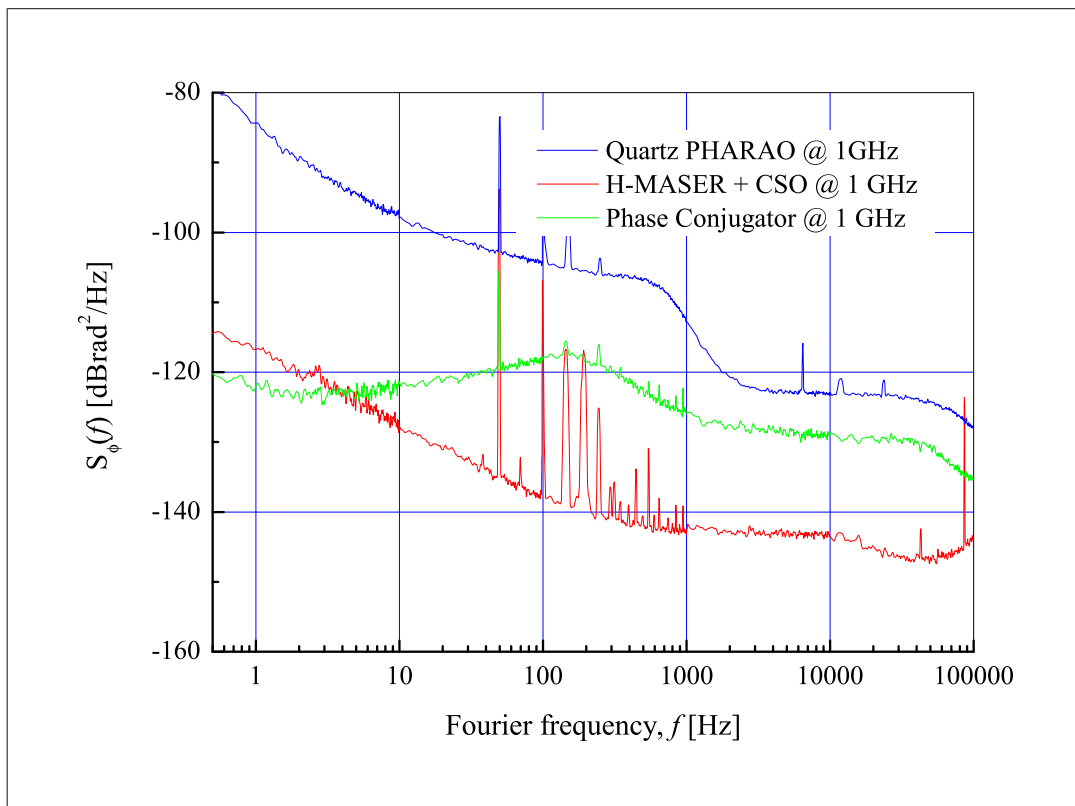


FIG. 6.4 – Mesure du bruit de phase du conjugateur de phase opérant à 1 GHz, comparée au bruit de phase de l'oscillateur de référence du LNE-SYRTE. Le signal de référence à 1 GHz est synthétisé à partir du signal délivré par l'OCRS asservi sur un MASER à hydrogène. A titre d'information, nous donnons également le bruit de phase d'un oscillateur de vol à 100 MHz, utilisé pour l'expérience PHARAO

Le passage d'une fréquence de travail de 100 MHz à 1 GHz se traduit donc par un gain d'un ordre de grandeur en terme de stabilité relative de fréquence, avec

la possibilité de transférer dans la bande de correction du compensateur de phase, des signaux dont la stabilité de fréquence approche des niveaux de l'ordre de 10^{-15} pour une seconde de temps d'intégration. Bien entendu, ce niveau de stabilité peut être atteint dans l'hypothèse où le système est capable de compenser l'ensemble des fluctuations de phase introduites lors du parcours du signal distribué.

La mesure de la stabilité relative de fréquence du disséminateur de fréquence (système de distribution + conjugateur de phase), opérant à une fréquence de référence de 1 GHz en conditions réelles sur une distance de 86 km est présenté sur le graphique de la figure 6.5).

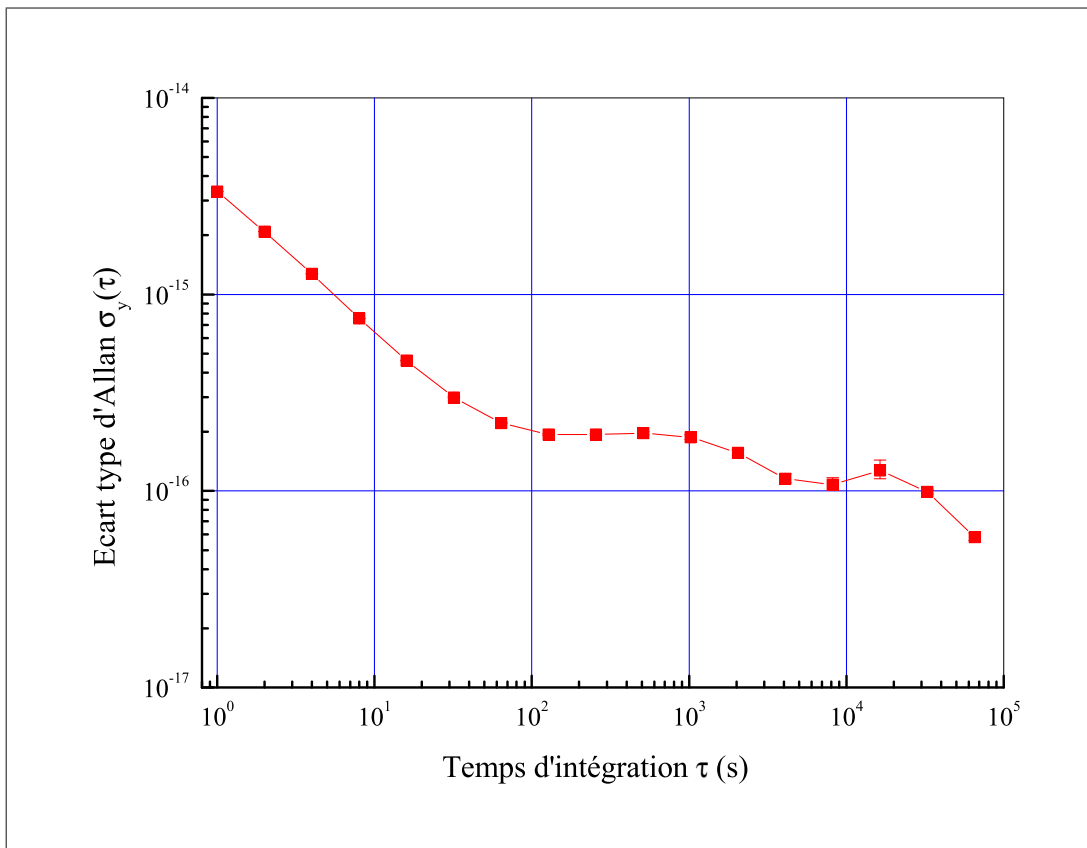


FIG. 6.5 – Stabilité relative de fréquence du système de dissémination, opérant à une fréquence de 1 GHz pour un lien optique de 86 km

Une stabilité de 3×10^{-15} est atteinte pour 1 s de temps d'intégration montrant le gain d'un facteur 10, en terme de bruit. Néanmoins, aucune amélioration, pour des temps d'intégration de l'ordre de la demi-journée, n'est constaté. La stabilité de fréquence du système est toujours limitée à 10^{-16} . Les premières modifications ont

permis uniquement un gain au niveau du bruit intrinsèque du conjugateur de phase. Il reste à s'affranchir des réflexions optiques parasites et des effets non-linéaires dans la fibre qui dégradent l'efficacité du conjugateur de phase en termes de correction.

6.1.2 Système bi-fréquences et filtrage optique

Le bruit intrinsèque du système a été amélioré mais certains effets jouant sur le facteur de correction n'ont été que partiellement réglés. La modification du facteur de division pour générer les deux signaux symétriques par rapport au signal de référence à 1 GHz et l'ajout de filtres passifs pour isoler les différentes voies du système électronique, des erreurs de phase liées aux réflexions optiques subsistent.

Les diodes lasers utilisées étant suffisamment éloignées en longueurs d'onde, un premier remède est donc l'utilisation de filtre optique à réseau de Bragg (FBG¹ en anglais). Les filtres optiques d'une largeur de quelques dixièmes de nanomètres ou quelques nanomètres permettent aisément une atténuation du signal optique de l'ordre de 20 dB soit au minimum 40 dB si on considère le signal radiofréquence. En ce qui nous concerne, il est préférable d'opter pour un filtre relativement large et plat pour des raisons de stabilité de température. A moins d'asservir en température le filtre optique, toute variation de température peut entraîner une dilatation du filtre fibré et/ou une modification de l'indice effectif de coeur de la fibre ; ces deux paramètres influant sur la détermination de la longueur d'onde de Bragg du filtre et donc de la fréquence du filtre.

Au delà d'une centaine de km, l'utilisation d'un filtre optique est insuffisant pour atténuer le signal issu des réflexions optiques relativement proches (quelques centaines de mètres). Néanmoins un tel filtre conserve son efficacité et est utile, notamment pour compenser les effets comme la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Ce dernier effet affecte le bruit blanc du système de distribution et n'est pas directement relié à la fréquence radiofréquence de modulation du signal injecté dans la fibre. Un filtrage du signal électrique est inefficace et seul un filtrage du signal optique autour de la longueur d'onde du signal initialement émis est possible.

Pour résoudre complètement le problème lié aux réflexions optiques et donc différencier le signal utile émis de tout signal parasite, il faudrait pouvoir identifier les deux types de signaux après détection. Ceci est possible en ayant deux fréquences de modulation distinctes : une pour le signal montant (vers l'utilisateur) et l'autre pour le signal descendant (signal ré-émis pour la compensation du bruit de phase ajouté par la fibre). C'est notamment le cas du système de compensation optoélectronique qui est insensible à ce type de problème. Cependant, de part le

¹Fibre Bragg Grating

principe même du conjugateur de phase, le décalage en fréquence du signal de retour complexifie le système global et nécessite l'ajout de différentes synthèses de fréquence pour à la fois modifier la fréquence du signal de retour et compenser ce décalage en fréquence, à la détection après un aller-retour pour conserver la symétrie en fréquence des signaux émis et reçus au niveau du conjugateur de phase. Cette symétrie est à la base du principe de fonctionnement du conjugateur de phase.

Deux paramètres sont à prendre en compte. Le premier est qu'il est nécessaire d'avoir un système de synthèse simple et à bas bruit, pour ne pas détériorer le bruit de phase du système de distribution et pour générer facilement le signal de modulation du signal de retour. Deuxièmement, la fréquence de ce signal doit être relativement proche de la fréquence du signal de référence, afin d'être détecté et comprise dans la bande passante des filtres passe-bande du conjugateur de phase. Nous avons donc opté pour un décalage en fréquence de 300 kHz par rapport à la fréquence de référence de 1 GHz.

Le décalage en fréquence mène au changement du module "utilisateur" comme indiqué sur le schéma de la figure 6.6.

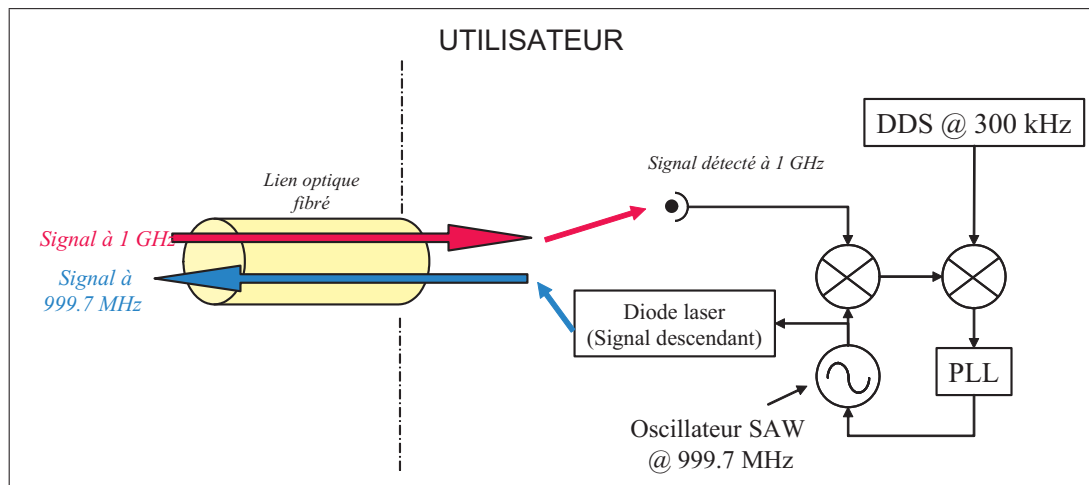


FIG. 6.6 – Modifications du module "utilisateur" pour intégrer le décalage en fréquence de 300 kHz

Au niveau de l'utilisateur, le décalage en fréquence est produit par mélange en fréquence entre le signal détecté à 1 GHz et le signal d'un synthétiseur digital de signaux (DDS) oscillant à 300 kHz. Un oscillateur à 999,7 MHz, dont le signal sera utilisé comme signal de modulation de la diode laser de retour, est alors asservi sur le battement précédent afin de recopier les instabilités de phase de du signal émis à 1 GHz et détecté par l'utilisateur.

Le décalage en fréquence implique également la modification du conjugateur de phase pour appliquer les bonnes corrections de phase à l'oscillateur local filtré à 1 GHz, comme le montre la figure 6.7.

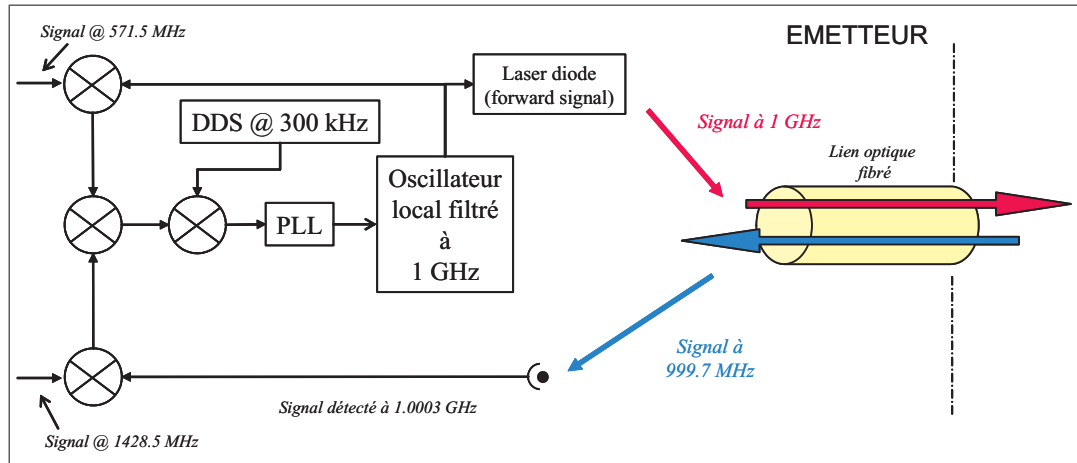


FIG. 6.7 – Bloc diagramme du conjugateur de phase modifié du fait du décalage en fréquence du signal détecté après un aller/retour

Le signal descendant, provenant de l'utilisateur est désormais modulé à une fréquence de 999.7 MHz. Le mélange en fréquence avec le signal à 1428,5 MHz, issu de la conversion haute du signal de référence produit un signal radiofréquence à la fréquence de 428.8 MHz. Ce signal est alors comparé en phase avec le signal généré par mélange entre le signal issu de la conversion basse et le signal délivré par l'oscillateur local filtré. Le signal d'erreur désormais produit n'est plus un signal continu mais un signal oscillant à la différence de fréquence entre le signal aller et le signal retour, soit 300 kHz. Une seconde DDS, à cette même fréquence est utilisée pour réaliser un battement entre le signal d'erreur et un signal oscillant à la fréquence de 300 kHz afin d'obtenir un signal continu de fréquence nulle et contenant l'information de correction de phase à appliquer à l'oscillateur local. Ainsi, le décalage en fréquence est annulé et on peut directement appliquer le signal d'erreur à un filtre de boucle commandant en tension la fréquence et donc la phase de l'oscillateur local.

Il ne s'agit pas d'une synthèse de fréquence mais d'un décalage de la fréquence du signal. Pour une synthèse de fréquence, un facteur de correction est appliquée à la phase du signal. Ce facteur correspond au facteur de conversion de fréquence. Dans le cas présent, seule la fréquence est modifiée et non la phase du signal. Une erreur de phase est donc commise. C'est pourquoi, il est nécessaire de décaler faiblement la fréquence du signal. Comparé à la fréquence du signal à 1 GHz, un décalage de 300 kHz correspond à une erreur de phase de :

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{300 \times 10^3}{1 \times 10^9} = 3 \times 10^{-4} \quad (6.2)$$

qui est négligeable par rapport à la résolution requise pour assurer un facteur de réjection de 1000.

Nous présentons ci-dessous (graphique de la figure 6.8) la mesure de la densité spectrale de bruit de phase du conjugateur de phase intégrant le décalage en fréquence pour le signal de retour. Cette mesure est réalisée en laboratoire. De ce fait, nous avons fixé la bande d'asservissement de sorte à être proche des conditions réelles d'utilisation pour un lien optique fibré de 200 km. Le lien est substitué par une fibre courte et les pertes optiques sont simulées par des atténuateurs optiques.

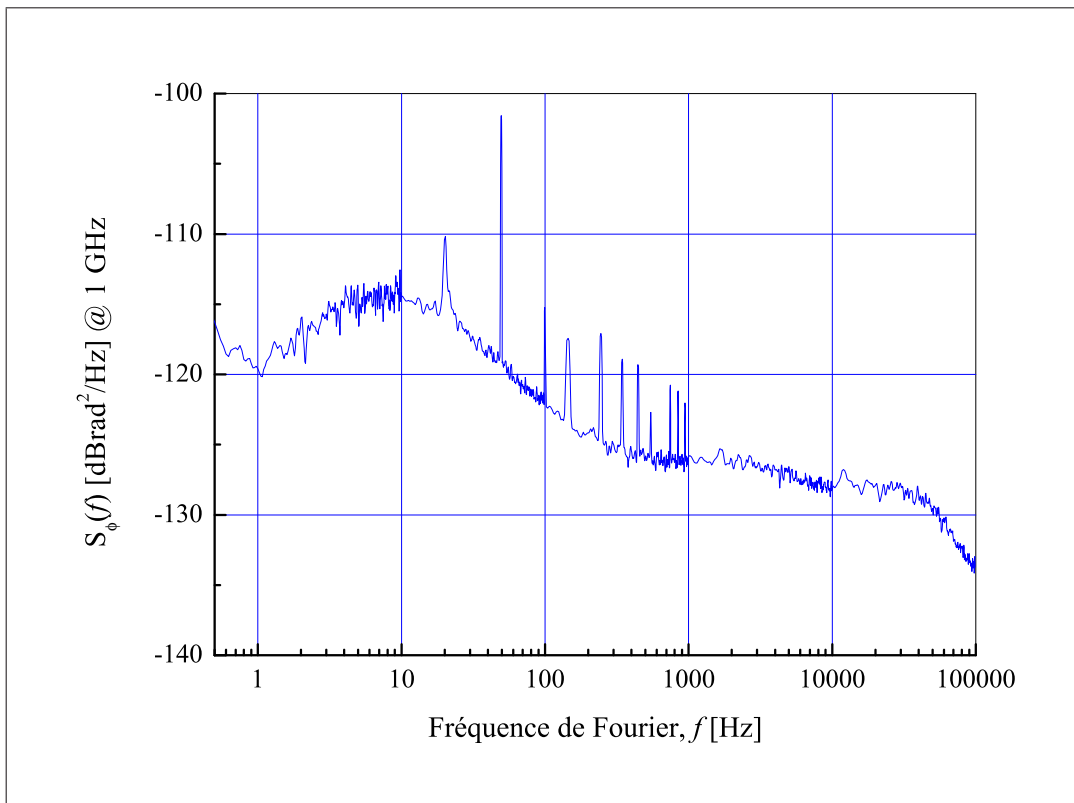


FIG. 6.8 – Densité spectrale de bruit de phase du conjugateur de phase, incluant le décalage en fréquence de 300 kHz. La bande de correction est optimisée pour un lien optique d'une longueur de 200 km.

Aucune dégradation n'est observée en terme de performances du conjugateur de

phase par modification de la fréquence de retour et donc l'ajout de 2 synthétiseurs numériques pour réaliser les différents décalage en fréquence.

6.1.3 Brouillage de polarisation

Il est possible d'annuler les effets de PMD en brouillant la polarisation du signal optique injecté dans la fibre, à chaque extrémité [41]. Tous les états de polarisation sont ainsi explorés et le signal transmis est alors soumis à un délai de propagation moyen résultant de la moyenne des indices de réfraction suivant chaque axe de polarisation.

Les brouilleurs de polarisation sont typiquement constitués de multiples actionneurs mécaniques de fibre, à base de céramiques piézo-électrique contrôlables en tension. Ces actionneurs sont orientés à 45° l'un par rapport à l'autre, comme le montre la figure 6.9. Chaque actionneur est piloté en tension par un signal oscillant à la fréquence de résonance de la céramique. Dans notre cas, la configuration de pilotage est la suivante :

- X_1 : $\simeq 60$ kHz
- X_2 : $\simeq 100$ kHz
- X_3 : $\simeq 130$ kHz

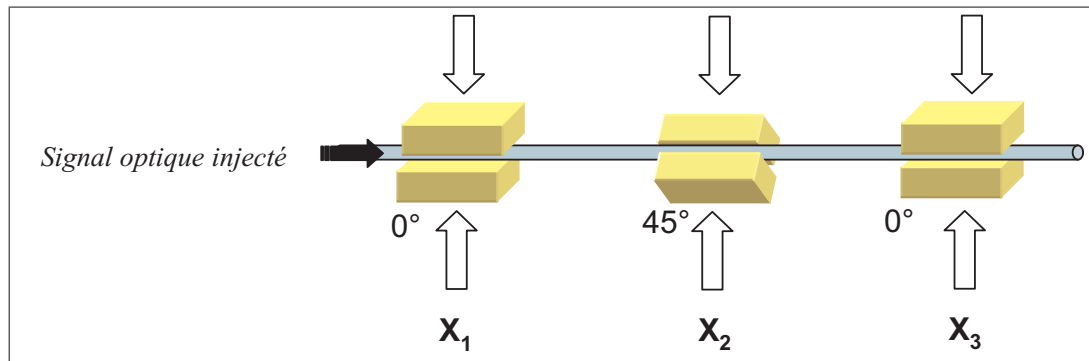


FIG. 6.9 – Configuration des 3 actionneurs mécaniques de fibre du brouilleur de polarisation (X_i correspond aux consignes en tension à appliquer)

L'action mécanique sur la fibre produit une biréfringence linéaire de la fibre et donc entraîne une modification de l'état de polarisation du signal optique qui traverse la fibre. Pour une polarisation d'entrée déterminée, le premier actionneur permet de faire tourner la polarisation du signal suivant l'axe s_1 de la sphère de Poincaré, le second, perpendiculairement à l'axe défini par le premier actionneur, soit s_2 . Le dernier actionneur a les memes pouvoirs rotatoires que le premier actionneur avec une légère perturbation afin d'agir complémentaiement au premier actionneur.

6.1.4 Amplification optique à l'aide d'EDFA

L'augmentation de la distance de distribution engendre une diminution du rapport signal-à-bruit en détection du fait de l'augmentation des pertes optiques accumulées. La dégradation du rapport signal-à-bruit se traduit par une augmentation de bruit blanc et donc une dégradation de la stabilité relative de fréquence du système de distribution et notamment du système d'émission/réception optique. Pour palier ce problème et compenser partiellement l'atténuation optique de la fibre, deux solutions sont possibles. La première consiste à cascader différents systèmes de dissémination de fréquence dans l'hypothèse où un point d'accès soit disponible pour installer un oscillateur local permettant de nettoyer spectralement le signal détecté et servir de nouvelle source locale de référence pour le second système de distribution. La seconde possibilité consiste à amplifier directement le signal optique transmis soit en ligne soit à l'aide de préamplificateur au niveau du dispositif de détection. Pour des liaisons de quelques centaines de kilomètres, la seconde solution semble la plus adéquate et également la plus évidente à mettre en oeuvre.

Les amplificateurs optiques multiplient la lumière incidente par émission stimulée, comme un laser. Le gain optique est réalisé par inversion de population du niveau fondamentale vers un niveau excité, soit par pompage optique dans le cas d'un amplificateur à fibre, soit par pompage électrique pour les amplificateurs à semi-conducteur. Le gain de l'amplificateur dépend de la longueur d'onde du signal optique incident et le niveau du signal d'entrée doit tenir compte de la saturation du gain.

Les deux principales classes d'amplificateurs optiques sont les amplificateurs à semi-conducteur (Semiconductor Optical Amplifier (SOA) en anglais) et les amplificateurs à fibre dopée avec des ions terre-rare. Le plus connu et le plus utilisé est l'amplificateur à fibre dopée Erbium (Erbium Doped Fibre Amplifier (EDFA) en anglais). En effet, l'EDFA combine un fort gain (de l'ordre de 30 dB), une grande puissance de saturation et un large spectre d'émission de 30 nm avec un gain relativement plat sur l'ensemble de la bande spectrale d'émission. De plus, son insensibilité à la polarisation et les faibles pertes d'insertion en font un composant incontournable et courant dans le domaine des télécommunications optiques.

Nous avons indiqué sur la figure 6.10 représentant les différents niveaux d'énergie de l'erbium dans une fibre standard en silice, les différentes longueurs d'onde de pompage possibles.

Pour une optimisation et une plus grande efficacité de l'amplificateur, en terme de gain, il est préférable d'utiliser une source laser de pompe dans l'infra-rouge proche, permettant ainsi d'opter pour une diode laser semiconductrice. Par pom-

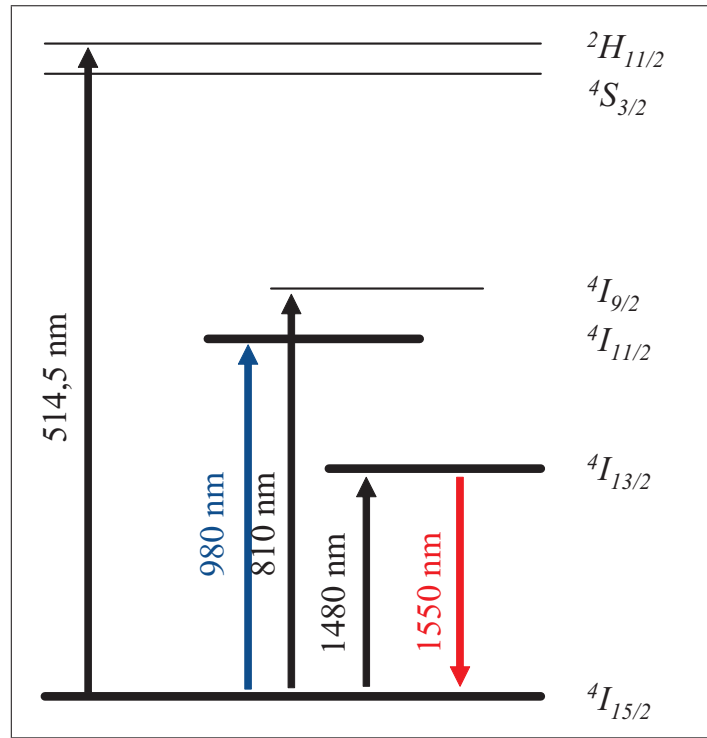


FIG. 6.10 – Niveaux d'énergie de l'erbium dans une fibre en silice

page optique à 980 nm, le rendement de l'amplificateur à fibre est nettement plus important que par pompage à 1480 nm. De plus, une structure co-propagative, ie l'onde de pompe se propageant suivant la même direction que le signal à amplifier, permet de réduire le bruit de phase de l'amplificateur.

La structure adoptée pour l'amplification à fibre est par conséquent celle de la figure 6.11.

Une diode laser de pompage, émettant à une longueur d'onde de 980 nm est combiné au signal optique, dans la bande C des télécommunications, à l'aide d'un multiplexeur en longueur d'onde (WDM). Ces deux signaux sont alors injectés dans une fibre dopée erbium de quelques dizaines de mètres, la longueur de la fibre dépendant du gain excompté en sortie de l'amplificateur (typiquement 20 m avec une concentration en ions de l'ordre de 100 à 500 ppm, une diode de pompe de 200 mW à 980 nm et un gain de 30 dB). Le signal de pompe a pour but de réaliser l'inversion de population entre le niveau fondamental $4I_{15/2}$ de l'erbium et le niveau excité $4I_{11/2}$. Par désexcitation non-radiative, les électrons sont alors stockés dans le niveau métastable $4I_{13/2}$. Tout photon incident à une longueur d'onde de 1550 nm est

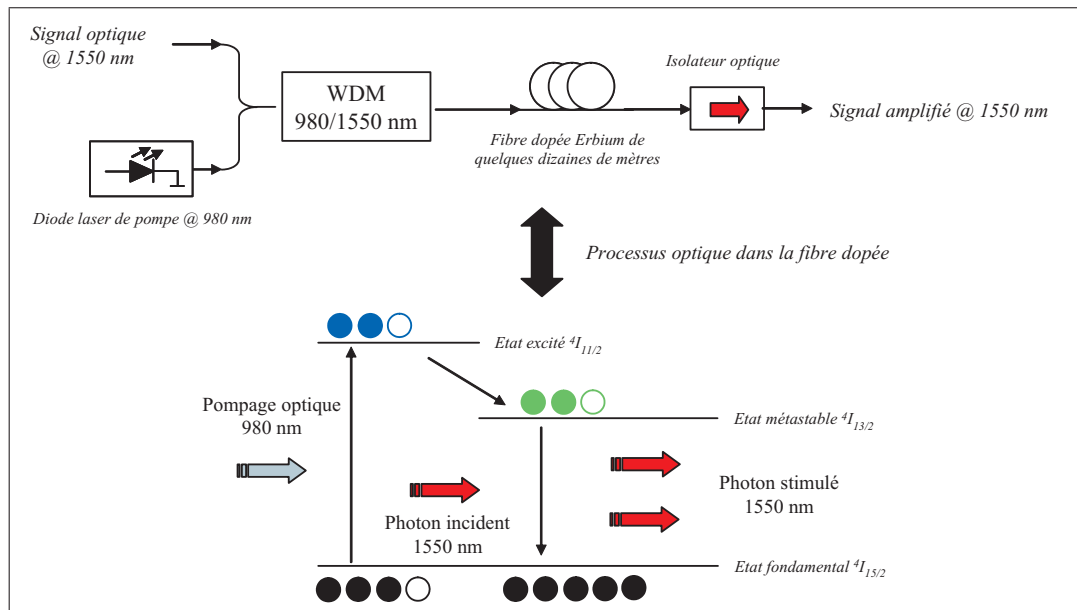


FIG. 6.11 – Amplificateur à fibre dopée Erbium

alors absorbé par le milieu amplificateur et deux photons sont générés par émission stimulée. En sortie de l'amplificateur est placé un isolateur optique à double étage pour assurer une isolation moyenne de 60 dB afin d'éviter toute réflexion optique parasite et génération d'un effet laser.

Les EDFA utilisés pour notre expérience, sont des amplificateurs directionnels; ce qui impose un fonctionnement en pré-amplification puisque le double passage est impossible. Il est néanmoins possible d'installer deux amplificateurs au milieu du lien en séparant localement les voies aller et retour de la distribution à l'aide de circulateurs optiques (cf. configuration de la figure 6.12). Cependant, il faut alors prendre soin de vérifier la réciprocity des chemins optiques vus par les deux ondes et d'assurer une parfaite isolation voie à voie afin de ne pas générer un processus laser menant à une réduction du gain de chaque amplificateur et à une détérioration du bruit de phase du système de distribution.

Pour des raisons de bruit lié à la longueur totale du lien optique et donc aux pertes optiques engendrées, l'une des deux configurations sera préférable. Dans tous les cas, le rapport signal-à-bruit est dégradé par amplification optique du fait de l'émission spontanée amplifiée (ASE : Amplified Spontaneous Emission en anglais) ajoutant un terme de bruit blanc au signal amplifié. La dégradation du rapport signal-à-bruit est quantifié à travers la figure de bruit F_n , en dB, définie comme le rapport entre le rapport signal-à-bruit du signal d'entrée de l'amplificateur et celui

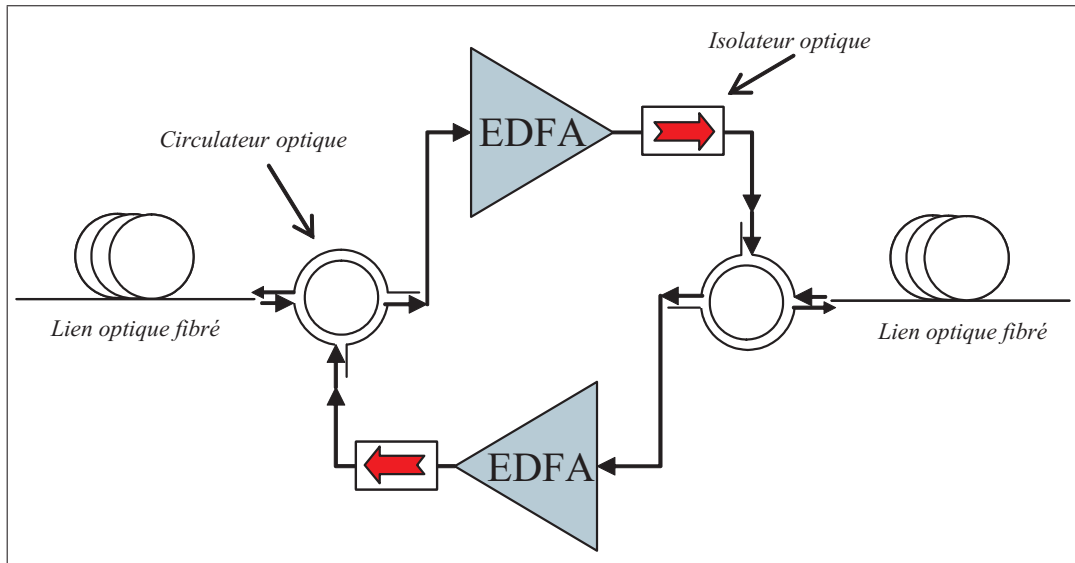


FIG. 6.12 – Configuration de l'amplification optique en ligne

du signal amplifié :

$$F_n = \frac{(\text{SNR})_{\text{in}}}{(\text{SNR})_{\text{out}}} \quad (6.3)$$

SNR se réfère ici au rapport signal-à-bruit (Signal-to-Noise ratio en anglais) du signal optique détecté et converti en courant.

Selon les conditions de pompage optique (saturation du gain, saturation de la puissance de sortie de l'amplificateur ...) et/ou en absence de signal incident, des photons spontanés peuvent être générés par relaxation d'électrons du niveau d'énergie métastable vers le niveau fondamental. Le phénomène intervenant au sein de la fibre, la lumière induite est pour partie guidée suivant les axes de propagation de la fibre dopée. Les photons émis sont susceptibles d'être amplifiés au cours de leur propagation dans le milieu amplificateur qu'est la fibre dopée erbium. C'est pour cela que l'on parle d'émission spontanée amplifiée. Les photons ainsi générés sont émis dans la bande passante de l'amplificateur optique soit entre 1532 nm et 1560 nm. L'émission spontanée amplifiée correspond donc à l'émission d'une lumière parasite large bande et est, d'ailleurs, à la base de la réalisation de sources superfluorescentes à fibre dopée.

Le rapport signal-à-bruit du signal détecté non amplifié a été défini précédemment (cf. chapitre 2) et est proportionnel à :

$$(\text{SNR})_{\text{in}} \approx \frac{I_p^2}{2 \times e \times I_p \times B} \quad (6.4)$$

$$\approx \frac{P_{\text{in}}}{2 \frac{h \nu}{e} B} \quad (6.5)$$

en supposant que les performances du photodétecteur sont uniquement limitées par le bruit de grenaille dans une bande de détection B . Dans cette équation, I_p représente le courant photonique issu de la détection optique du signal de puissance P_{in} et $e/h\nu$ est la réponse de la photodiode.

Pour évaluer le rapport signal-à-bruit du signal amplifié, $(\text{SNR})_{\text{out}}$, il faut considérer la contribution de l'ASE par rapport au signal optique détecté et amplifié. La densité spectrale de bruit induite par l'émission spontanée est une fonction quasiment constante qui peut s'écrire sous la forme :

$$S_{\text{ASE}}(\nu) = (G - 1) \times n_{\text{sp}} \times h \times \nu \quad (6.6)$$

où ν est la fréquence du signal optique en Hz. Le paramètre n_{sp} est appelé facteur d'émission spontanée et est donné par :

$$n_{\text{sp}} = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \quad (6.7)$$

où N_1 et N_2 sont respectivement les populations atomiques des niveaux fondamental et excité. L'effet de l'émission spontanée relève de fluctuations en amplitude du signal amplifié, directement converties en fluctuations du courant photonique lors du processus de détection optique.

La contribution dominante de bruit au niveau du signal de sortie résulte donc du battement et donc d'interférences optiques entre l'émission spontanée amplifiée et le signal utile amplifié. Le courant généré après détection sur une photodiode donne :

$$I = \eta \times |\sqrt{G} E_{\text{in}} + E_{\text{sp}}|^2 \quad (6.8)$$

η correspondant à la sensibilité du photodétecteur. Les différents oscillent à des fréquences différentes avec une différence de phase aléatoire. Le battement optique entre l'onde d'émission spontanée et l'onde dite utile, produit un courant variant suivant :

$$\Delta I = 2 \times \eta \times \sqrt{G P_{\text{in}}} |E_{\text{sp}}| \times \cos(\theta) \quad (6.9)$$

où θ représente le terme de phase rapide aléatoire. La densité spectrale équivalent de bruit de courant est :

$$\langle i_{\text{sp-signal}}^2 \rangle \approx 4 \times (\eta G P_{\text{in}}) \times (\eta S_{\text{sp}}) \times B \quad (6.10)$$

Finalement, le rapport signal-à-bruit du signal amplifié, en sortie de l'amplificateur optique est donné par la relation suivante :

$$(\text{SNR})_{\text{out}} \approx \frac{G P_{\text{in}}}{4 S_{\text{sp}} B} \quad (6.11)$$

La figure de bruit de l'amplificateur optique peut alors être approximée par :

$$F_n \approx 2 \times n_{\text{sp}} \quad (6.12)$$

Pour notre application, il est essentiel de disposer d'un dispositif ayant la figure de bruit la plus faible.

Dans l'évaluation du bruit de l'EDFA, il est nécessaire de prendre en compte la contribution de l'émission spontanée amplifiée qui peut, néanmoins, être partiellement réduite à l'aide d'un filtre optique à réseau de Bragg, de fréquence centrée sur celle du signal utile. Le bruit d'intensité de la diode de pompe se traduit par des fluctuations du gain de l'amplificateur.

Pour les besoins de l'expérience, nous avons donc qualifié le bruit de phase d'un amplificateur optique de type EDFA. Pour cela, une atténuation optique du signal de l'ordre de 25 dB est simulée à l'aide d'atténuateurs fibrés optiques. La source laser utilisé est une diode laser identique à celles employées pour le système de distribution, polarisée avec un courant de 50 mA (équivalent à une puissance de sortie de l'ordre de 10 mW) et modulée en amplitude à 1 GHz avec une puissance de 14 dBm. L'atténuation optique est compensée à l'aide de l'EDFA, présentant un gain maximum de 30 dB pour une puissance de saturation de sortie de 17 dBm. La diode de pompe de l'amplificateur est successivement polarisée avec un courant de 55 mA et de 80 mA. Dans le second cas, toutes les pertes optiques sont compensées, alors que dans le premier cas, il est nécessaire d'ajouter un amplificateur RF, après le système de détection afin de maintenir le même niveau de puissance électrique détectée que dans la configuration de détection directe du signal optique sans atténuation optique. Les mesures du bruit de phase de l'amplificateur de type EDFA, avec les deux consignes en courant de la diode de pompe, sont reportées sur le graphique de la figure 6.13.

La mesure du bruit de l'amplificateur optique est comparée au bruit de phase du système d'émission/réception optique sans atténuation optique ni amplification. On remarque que l'amplificateur optique ne modifie pas le bruit du système optique à basses fréquences (pour les fréquences de Fourier proche de la porteuse radiofréquence). En revanche, on observe une remontée du bruit blanc de phase, mettant en évidence l'impact de l'émission spontanée amplifiée, qui est directement

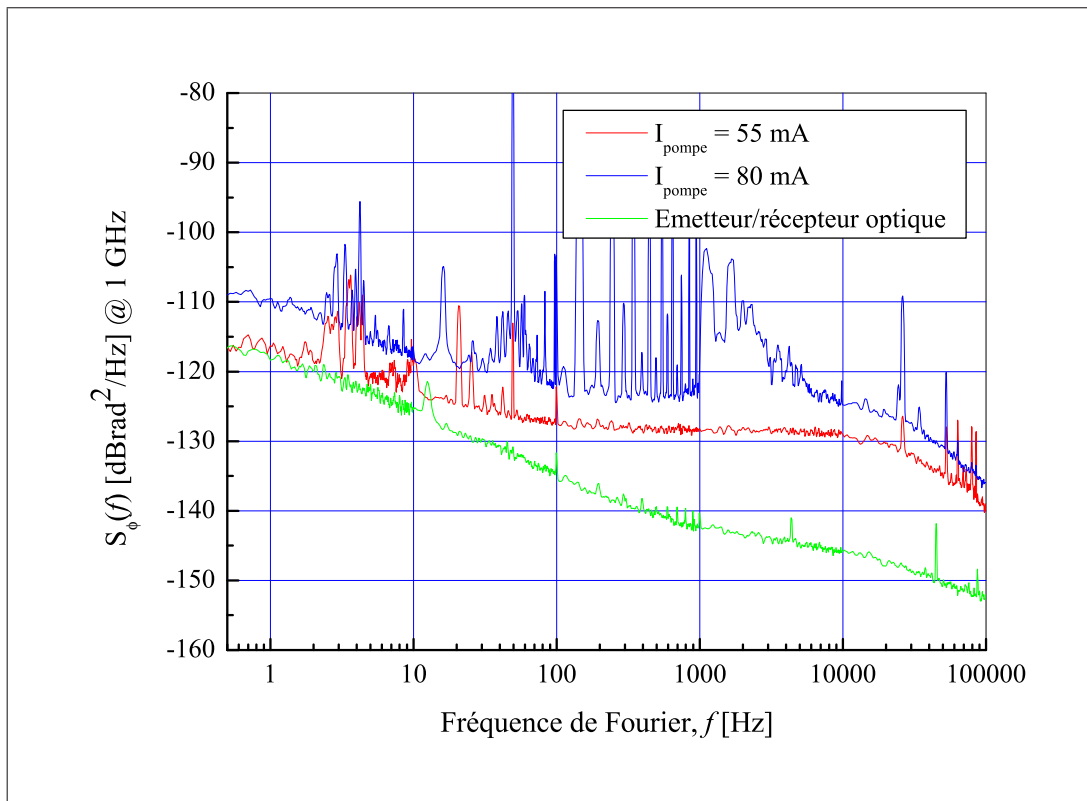


FIG. 6.13 – Densité spectrale de bruit de phase d’un amplificateur à fibre EDFA pour différents courants de polarisation de la diode de pompe

convertie en bruit d’intensité large bande.

Une augmentation du courant de la diode de pompe et donc du gain de l’amplificateur, loin de la puissance de saturation de l’ampli et donc pour une faible puissance d’entrée, s’exprime comme une augmentation du bruit blanc du système. En effet, l’interaction entre l’ASE et le signal utile est proportionnelle à l’inversion de population et donc au courant de polarisation de l’amplificateur. N’ayant pas atteint le gain de saturation de l’amplificateur, tout électron supplémentaire excité par pompage optique se relaxe spontanément vers le niveau d’énergie fondamental générant ainsi un nouveau photon, à une fréquence aléatoire dans la bande d’émission de l’amplificateur. En augmentant ce mécanisme, le niveau d’ASE augmente, se traduisant par une remontée du bruit blanc en détection. Par ailleurs, on remarque une remontée globale du niveau de bruit de phase pour un gain élevé proche du gain de saturation. La modification du niveau de bruit de flicker à 1 Hz de la porteuse s’explique difficilement. Une hypothèse est de relier le bruit au bruit d’intensité de la diode de

pompe, proportionnel à la puissance émise et donc au courant de polarisation, et évoluant en f^{-1} pour les basses fréquences de Fourier.

La seconde mesure de bruit de phase, présentée sur la figure 6.14, montre l'influence du niveau de signal en entrée de l'amplificateur. Cette série de mesure a été réalisée pour un courant de polarisation de l'EDFA constant (55 mA) et des niveaux optiques d'attaque différents. Dans le premier cas, une atténuation de 25 dB, équivalent à une puissance détectée en sortie de photodiode de - 43 dBm, est réalisée contre 40 dB dans le second (équivalent - 73 dBm détecté).

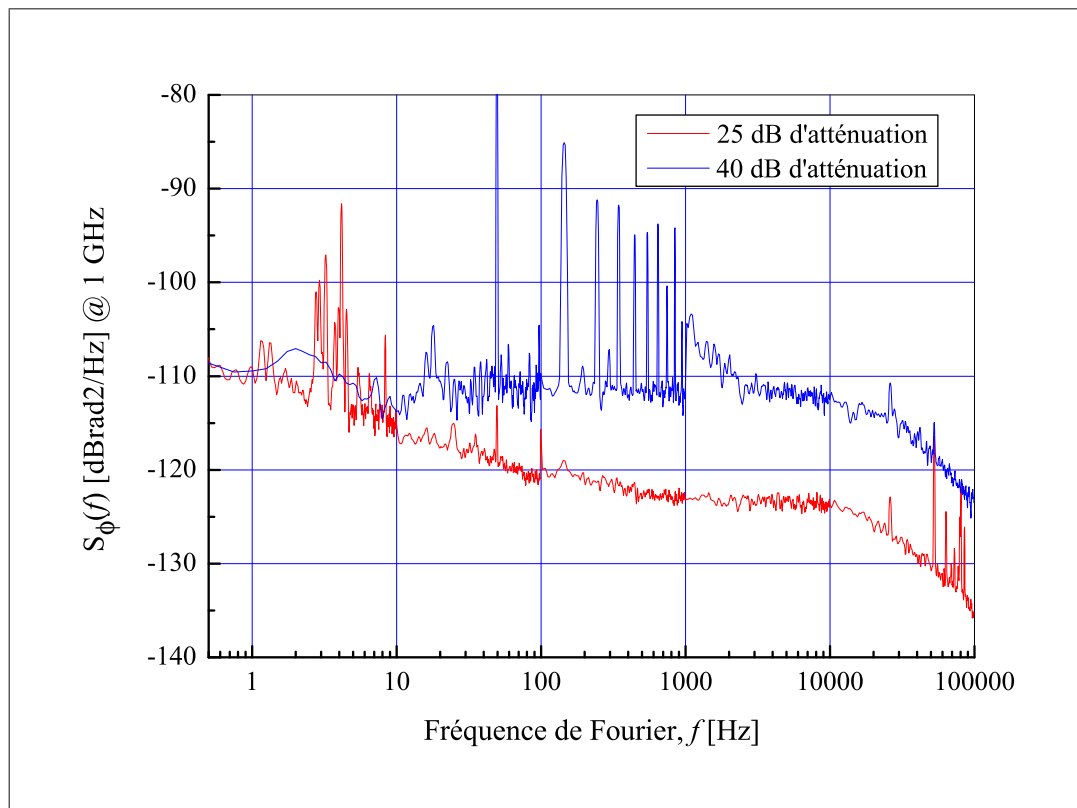


FIG. 6.14 – Bruit de phase de l'EDFA en fonction du niveau d'attaque du signal optique injecté

L'amplificateur est alimenté à courant constant. De ce fait, le niveau d'émission spontanée amplifiée est quasiment constante pour les deux mesures et seul le rapport signal-à-bruit du signal injecté change. En ce qui concerne la mesure du bruit de phase dans le cas d'une atténuation de 40 dB optique du signal optique, la mesure est celle du bruit blanc du système d'émission/réception optique pour un lien optique atténué de 40 dB comme le montrait l'estimation de bruit présentée chapitre

2. Ceci démontre que, dans cette configuration, le bruit de l'amplificateur optique n'est plus dominé par l'ASE mais par le bruit du signal d'entrée. Une augmentation du rapport signal-à-bruit du signal d'entrée se traduit par une diminution globale du bruit blanc du système, comme le montre la seconde mesure réalisée avec une atténuation de 25 dB.

Par conséquent, il apparaît qu'une amplification "en ligne" est préférable pour des distances de quelques centaines de kilomètres afin de conserver un rapport signal-à-bruit suffisant avec amplification optique. L'optimisation du processus d'amplification requiert également d'opérer à faible courant de polarisation de la diode de pompe. Afin de compenser les pertes optiques dues à la fibre, il est donc intéressant d'opter pour un amplificateur EDFA de fort gain, réglée de sorte que son gain reste petit devant le gain de saturation. Enfin, l'ASE est aisément réduite à l'aide d'un filtrage optique passe-bande étroit autour de la longueur d'onde du signal amplifié.

6.2 Résultats obtenus

Pour tester à la fois les modifications apportées sur le conjugateur de phase (figure 6.15) et caractériser les instabilités relatives de fréquence d'un système de distribution opérant sur une distance d'environ 200 km, nous avons réalisé le montage expérimental de la figure 6.16.

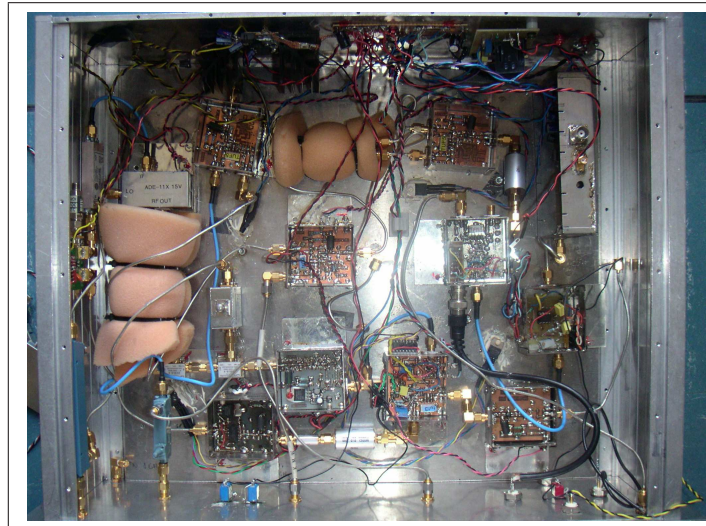


FIG. 6.15 – Photographie du conjugateur de phase à 1 GHz

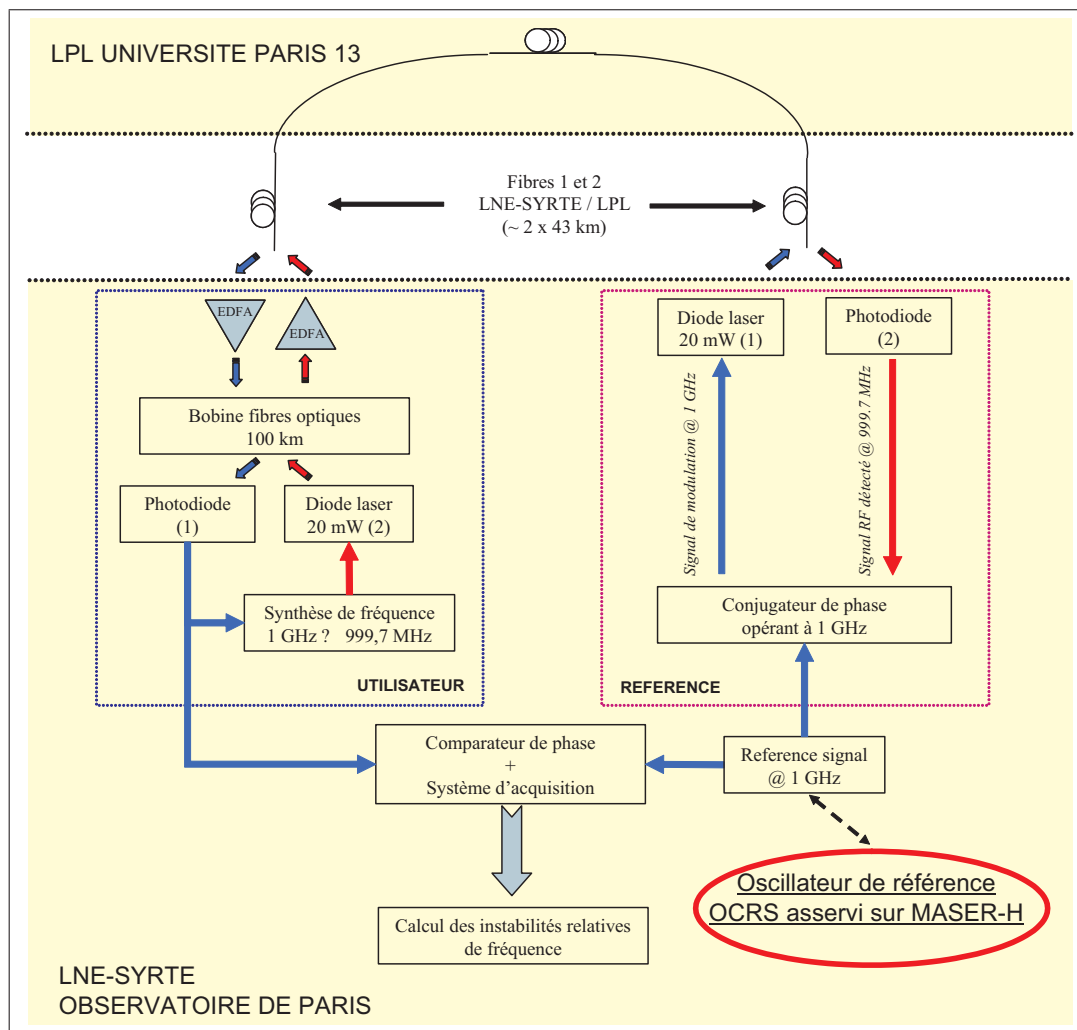


FIG. 6.16 – Schéma de principe de la distribution à 1 GHz sur 186 km

Le signal métrologique oscillant à une fréquence de 1 GHz, généré par synthèse de fréquence à partir du signal de l'OCRS du LNE-SYRTE asservi sur un des masers à hydrogène du laboratoire est utilisé comme signal de référence pour l'expérience. Celui-ci sert donc de signal pour le conjugateur de phase bi-fréquence à 1 GHz. Le signal optique modulé en amplitude est injecté dans le tronçon de fibres reliant le LNE-SYRTE et le LPL et parcourt une distance de 88 km, en environnement réel. Cette distance est obtenue en connectant directement les fibres 1 et 2 du lien LNE-SYRTE/LPL. Le signal est alors amplifié optiquement à l'aide d'un amplificateur optique de type EDFA et est injecté dans une série de bobines de fibres optique afin d'obtenir une longueur totale de transmission de 188 km. Le signal optique est

alors détecté pour générer un signal électrique à la fréquence de 1 GHz qui sera directement comparé en phase avec le signal métrologique de référence. Ainsi, il sera possible de calculer la stabilité relative de fréquence de la liaison optique compensée. Ce signal est également décalé en fréquence pour moduler en amplitude une seconde diode laser afin de constituer le signal de retour, nécessaire à la compensation des fluctuations de phase ajoutées lors des parcours réciproques dans la fibre.

La figure 6.17 présente les instabilités relative de fréquence du système de dissémination de fréquence ainsi réalisé, sur une distance de 188 km.

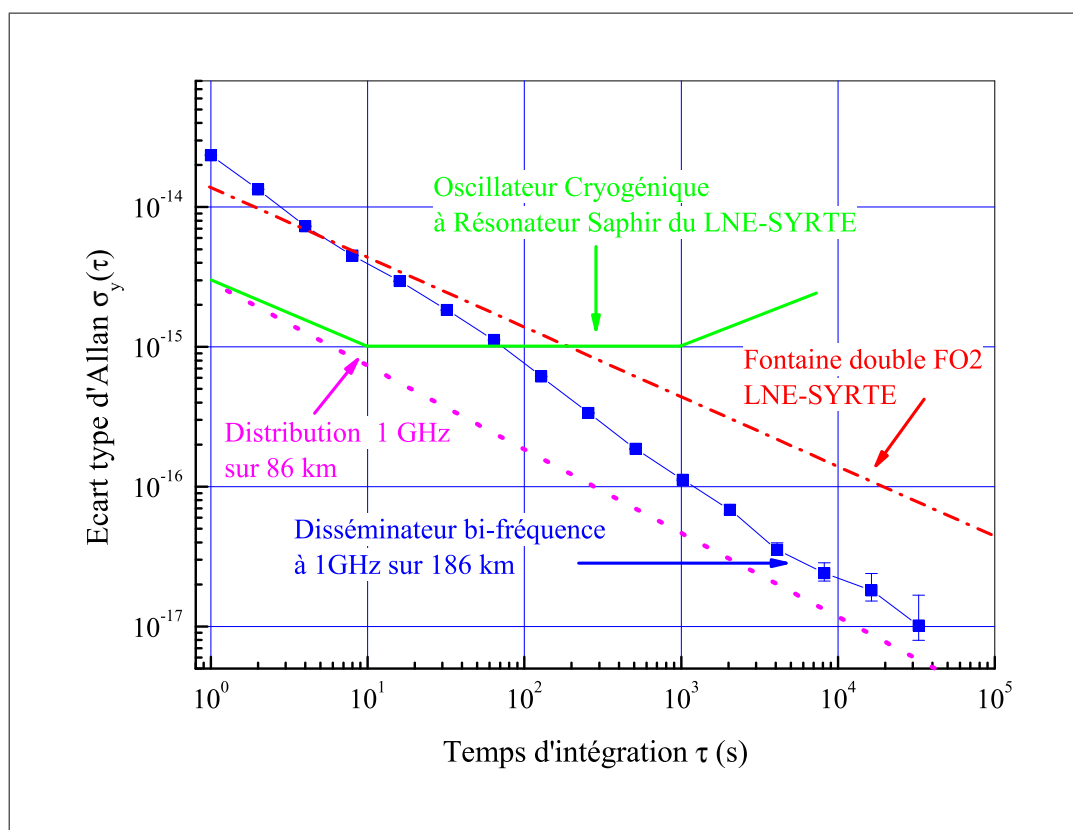


FIG. 6.17 – Stabilité relative de fréquence du système de distribution à 1 GHz, mesurée sur 186 km

6.3 Conclusion

Par rapport aux mesures présentées précédemment, on observe une dégradation de la stabilité à court-terme pour finalement atteindre un niveau de 2×10^{-14} pour 1 s de temps d'intégration. Autant le système de compensation de phase, après modifications, affiche des performances meilleures que le conjugateur de phase de première génération, autant le bruit de phase et donc la stabilité de fréquence du système d'émission/réception optique est limité par l'atténuation optique due à la fibre. En augmentant la longueur d'environ un facteur 2, les pertes optiques ont également été multipliées d'un facteur 2. Le rapport signal-à-bruit en détection est alors dégradé de 20 dB, ce qui se traduit par une détérioration d'un ordre de grandeur de la stabilité relative de fréquence du module d'émission/réception optique ; ceci est parfaitement en adéquation avec la différence d'un ordre de grandeur entre les mesures réalisées sur 88 km et celles sur 188 km.

En revanche, il est intéressant de remarquer que nous atteignons des niveaux de stabilités inférieurs à 10^{-17} pour des temps d'intégration de l'ordre de quelques milliers de secondes. Ceci démontre les bienfaits des modifications apportées en terme de facteur de correction du conjugateur de phase.

Par ce dispositif, il est alors possible de transférer aisément des signaux métrologiques, comme ceux produits au LNE-SYRTE sur quelques centaines de kilomètres. Jusqu'à une distance de 200 km, ce type de disséminateur de fréquence permet la comparaison direct et en continu de deux fontaines atomiques, donc les performances égales celles de la fontaines F02.

Chapitre 7

Transfert longues distances, vers le tout optique

Les modifications apportées au conjugateur de phase ont permis d'améliorer d'un ordre de grandeur la stabilité de fréquence du système de distribution sur une distance de 100 km. En multipliant par la distance parcourue, les pertes optiques ont également été multipliée par 2 en dB, menant à une dégradation du rapport signal-sur-bruit de 20 dB et donc d'un facteur 10 en terme de stabilité. Néanmoins, il reste possible de comparer deux horloges atomiques distantes de 200 km avec une stabilité relative de fréquence de l'ordre de $2-3 \times 10^{-14}$ pour une seconde de temps d'intégration. Au delà de cette distance, la diminution de la bande de correction du conjugateur de phase rend difficile la compensation du bruit intrinsèque du système. De plus, dans le cadre de la comparaison d'horloges optiques, il est nécessaire d'au moins évaluer les performances de celles-ci afin de ne pas dégrader le signal transmis.

L'extension du lien optique pour atteindre des distances de 1000 km, permettrait de connecter les différents laboratoires de métrologie Temps-Fréquence européens et de constituer un réseau optique fibré européen. Plusieurs approches sont envisagées et détaillées dans ce chapitre.

7.1 Distribution avec répéteurs

Une distance de 200-300 km semble optimum en terme de bande de correction pour compenser le bruit intrinsèque du conjugateur de phase et pour maintenir un rapport signal-à-bruit suffisant. Ce dernier dépend évidemment des pertes optiques dues à la fibre mais également de la dispersion de la fibre, comme montré dans le chapitre 3. Les pertes optiques peuvent être compensées par l'ajout d'amplificateurs optiques et il est également envisageable de compenser la dispersion. Néanmoins, la compensation de la dispersion est synonyme d'ajout de pertes op-

tiques supplémentaires.

L'idée est alors de cascader différents systèmes de distribution jusqu'à atteindre une distance de 1000 km. A chaque extrémité de lien de 200 km, le signal compensé est alors détecté. Un oscillateur à bas bruit de phase est asservi sur le signal détecté afin de l'amplifier et de générer un signal spectralement pur. Le signal issu de l'oscillateur est utilisé comme signal de référence du système de distribution suivant. La stabilité de fréquence du signal distribué dépend du nombre N de portions de lien optique et est dégradée d'un facteur \sqrt{N} .

Cette méthode est toutefois relativement lourde car elle repose sur le fait de disposer de centres d'exploitation régulièrement répartis le long du trajet entre les deux laboratoires. Les coûts engendrés et les problèmes de dysfonctionnements sont multipliés par le nombre de répéteurs nécessaires. A l'échelle européenne et dans la perspective de relier l'ensemble des laboratoires temps-fréquence, cette solution semble peu viable techniquement parlant et en terme de coût.

7.2 Modulation externe et modification de la fréquence d'opération

Une modulation externe du signal optique permettrait de s'affranchir des effets du chirp de la diode laser. L'utilisation d'une diode laser à électro-absorption permet d'atteindre des fréquences de modulation allant jusqu'à 10 GHz, autorisant le transfert du signal d'un OCRS sans synthèse de fréquence pour le passage d'une fréquence de 12 GHz à une fréquence de 1 GHz.

Outre l'avantage de transférer directement le signal de l'OCRS, un gain sur le bruit de phase et sur la stabilité de fréquence du système de compensation devrait être réalisé en augmentant la fréquence d'opération comme on a pu le montrer précédemment. La compensation des fluctuations de phase est obtenue en corrigeant directement le signal optique le long de la fibre, à l'aide du correcteur optique dont le fonctionnement a été expliqué dans le chapitre 5. Les fréquences des signaux de modulation pour l'aller et le retour sont décalés de 100 MHz. Ainsi le signal optique émis est modulé en amplitude avec une fréquence de 9,15 GHz et le signal de retour à 9,250 GHz. Le montage du système de distribution compensé est présenté sur la figure 7.1.

Un oscillateur micro-onde à 9,15 GHz module une diode laser avec un modulateur à électro-absorption intégré. Cet oscillateur est asservi sur une synthèse de fréquence fournissant également un signal à 100 MHz. Le signal optique modulé en amplitude est injecté dans le lien optique fibré après passage dans le compensateur

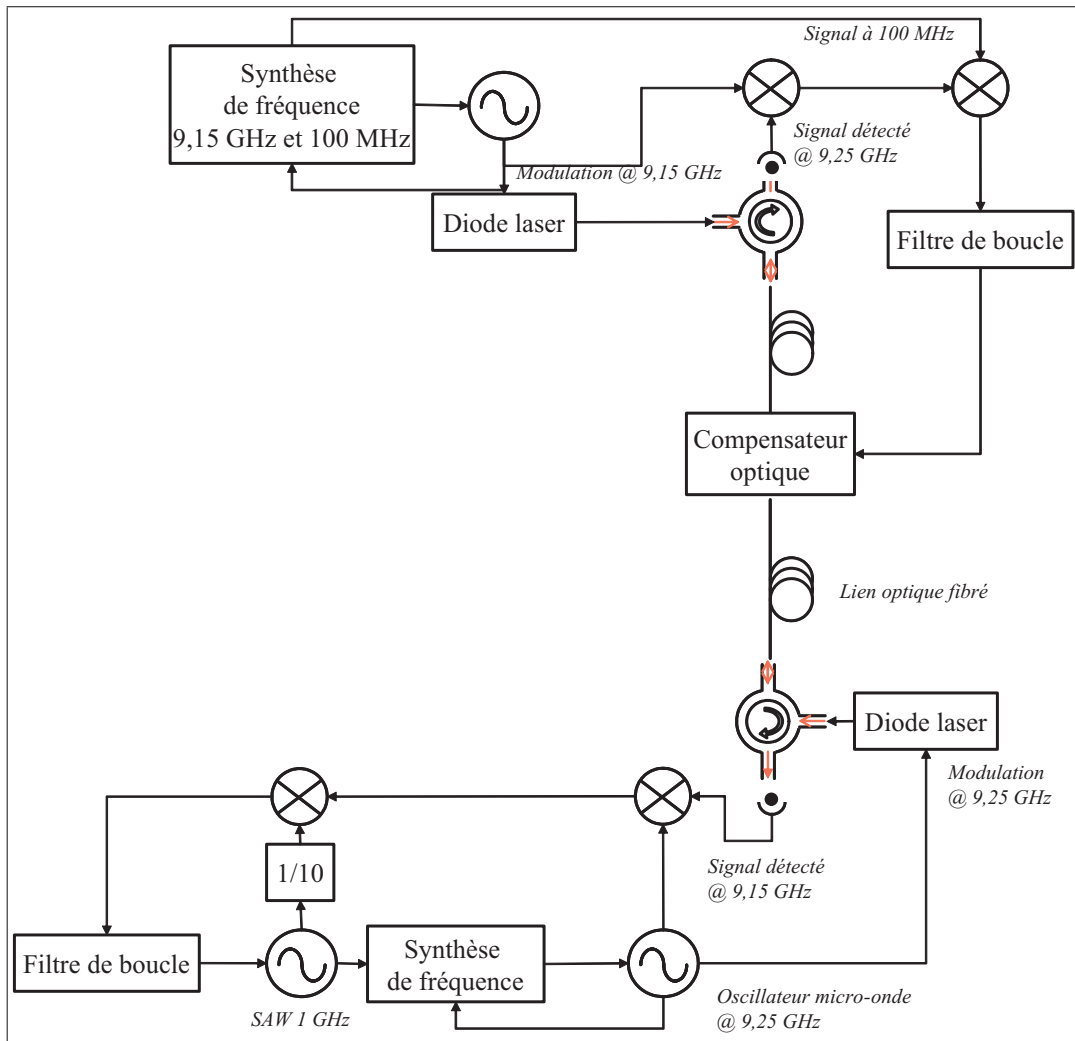


FIG. 7.1 – Schéma du système de distribution fonctionnant à une fréquence de 9,15 GHz.

optique. A l'extrémité du lien, le signal détecté à 9,15 GHz est mélangé avec le signal de l'oscillateur à 9,25 GHz servant pour la modulation du signal retour. Le signal à 100 MHz, issu du battement est comparé en phase avec le signal issu d'un oscillateur SAW à 1GHz divisé par 10. Le signal de la comparaison constitue le signal d'erreur permettant d'asservir le SAW. Celui-ci permet de référencer le signal de l'oscillateur à 9,25 GHz qui est ainsi asservi sur le signal détecté en sortie de lien. La seconde diode laser est modulée à 9,25 GHz. Le signal optique est réinjecté dans la fibre à l'aide d'un circulateur et est détecté en sortie de lien après un deuxième passage dans le compensateur optique. Un battement entre le signal de modulation d'origine à 9,15 GHz et le signal détecté génère un signal oscillant à 100 MHz. Ce signal est comparé en phase au signal à 100 MHz délivré par la synthèse de fréquence. Le signal obtenu constitue alors le signal d'erreur du compensateur optique pour corriger les fluctuations de phase de la fibre.

Le dispositif complet (émetteurs/récepteurs optiques + compensateur) montre une stabilité de fréquence de 7×10^{-16} pour 1 s et de quelques 10^{-19} pour 30 000 s de temps d'intégration (figure 7.2).

Des tests préliminaires ont été réalisées sur une distance de 86 km en utilisant les deux fibres du lien entre le LNE-SYRTE et le LPL. La longueur de la fibre est optimisée en ajoutant des sections de fibres afin de modifier le délais de propagation et de compenser la dispersion de la fibre. Une stabilité de 3×10^{-15} pour une seconde de temps d'intégration et de 2×10^{-18} pour 10 000 s est montrée. La mesure est présentée sur le graphique de la figure 7.2.

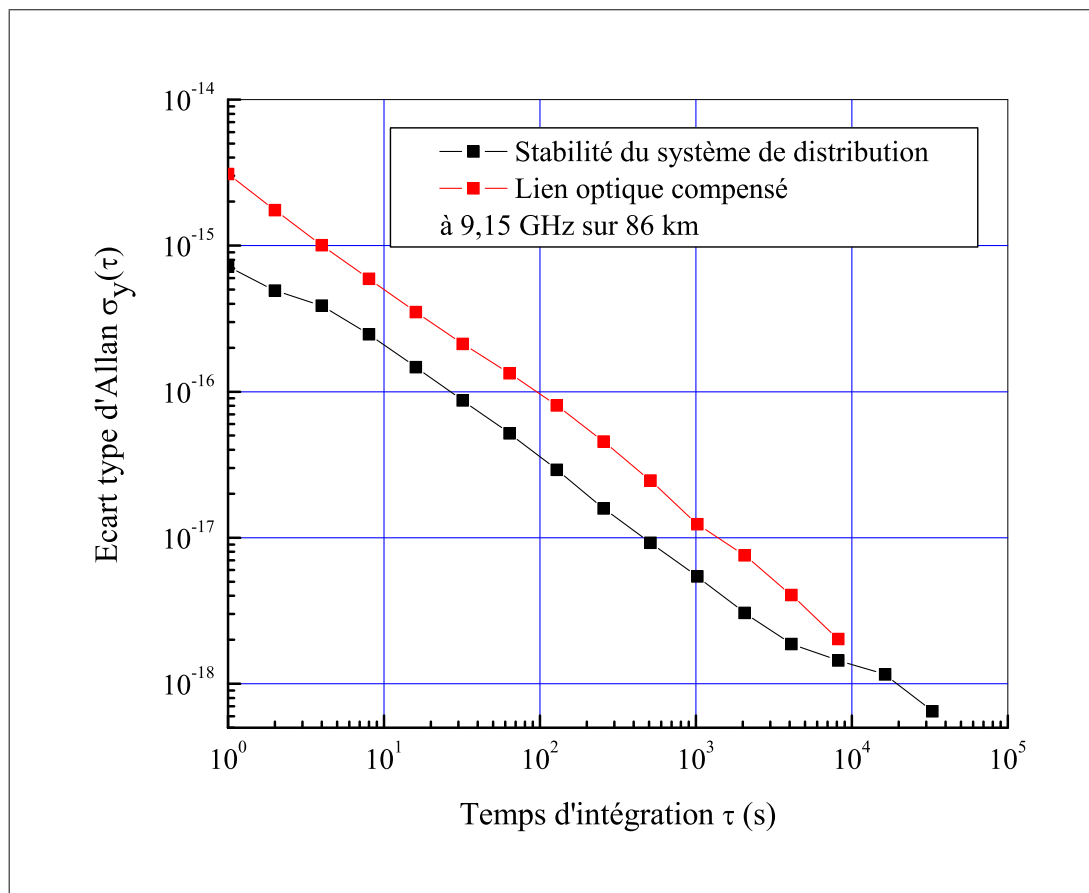


FIG. 7.2 – Stabilité de fréquence mesurée sur le lien optique de 86 km entre le LNE-SYRTE et le LPL

Cette méthode de transfert est fortement intéressante pour de nombreuses applications et permet de distribuer directement le signal d'un OCRS sans synthèse de fréquence pouvant être une source de bruit supplémentaire. Nous étudions la possibilité d'utiliser des tronçons de fibre à dispersion négative afin de s'affranchir de la dispersion de la fibre.

7.3 Le tout optique

Transférer directement une référence de fréquence optique est intéressant, par exemple, pour la spectroscopie, l'interférométrie ou les mesures de fréquences optiques nécessaires pour la comparaison d'horloges optiques. Ceci permet également l'exploitation des horloges optiques pour des expériences de physique fondamentale en distribuant directement le signal d'horloge.

A l'extrémité du lien la comparaison d'horloge est effectuée par battement optique sans passer par un schéma de détection directe comme pour le lien "micro-onde". De ce fait, un gain d'un facteur 2 en dB sur l'atténuation optique est réalisé.

La figure 7.3 propose un éventuel montage pour la distribution tout optique et la compensation des fluctuations de phase de la fibre.

7.3.1 Principe de fonctionnement

Le signal continu optique $s_1(t)$, de pulsation ω_{opt} et de phase ϕ_{opt} est délivré par un laser à fibre asservi sur une cavité laser ultra-stable, elle-même raccordée à une référence de fréquence optique ou micro-onde via un laser femtoseconde. Ce signal est décalé en fréquence de quelques dizaines de MHz par l'intermédiaire d'un modulateur acousto-optique. Le modulateur acousto-optique est piloté par un signal RF, généré par une oscillateur contrôlable en tension, de fréquence ω_{MAO} et de phase ϕ_c . La compensation des fluctuations de phase est donc réalisée par l'asservissement en fréquence du modulateur qui a l'avantage de présenter une bande passante de quelques kHz et une réponse en fréquence de quelques kHz également, permettant la correction de toute perturbation de phase.

En fonction du décalage en fréquence réalisé par le modulateur, il pourra être envisagé d'ajouter une synthèse de fréquence permettant d'accorder la fréquence de l'oscillateur et celle du modulateur. Typiquement, les modulateurs acousto-optique fibrés opèrent à une fréquence de 40 MHz. L'oscillateur doit présenter un faible bruit de phase et doit être stable en fréquence. Le choix se porte sur un oscillateur à 40 MHz.

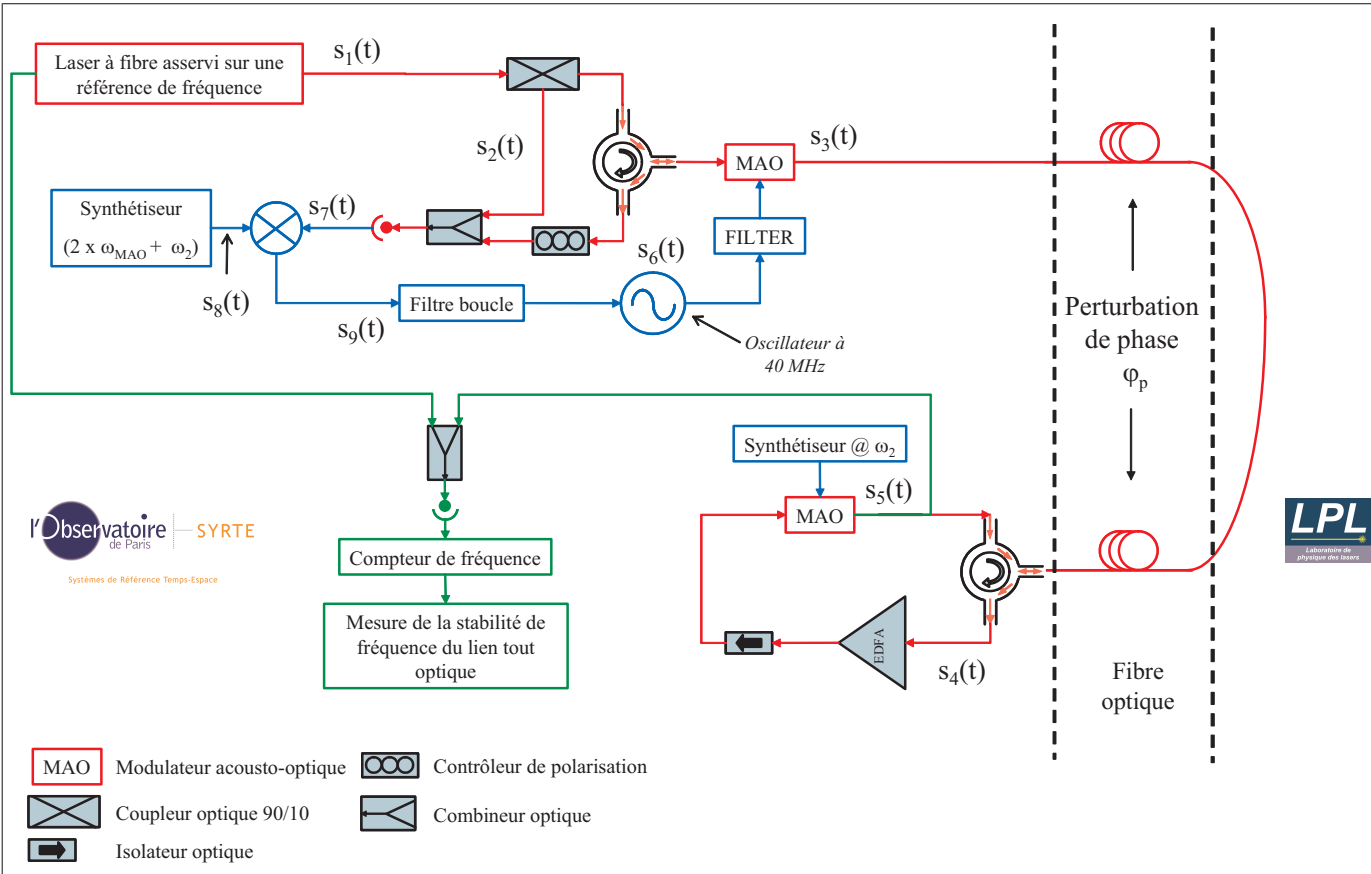
Finalement, le signal $s_3(t)$ en sortie du modulateur est :

$$s_3(t) \propto \cos((\omega_{\text{opt}} + \omega_{\text{MAO}})t + \phi_{\text{opt}} + \phi_c) \quad (7.1)$$

A l'extrémité du lien optique fibré, le signal est amplifié à l'aide d'un EDFA. Le signal amplifié comporte un terme de phase supplémentaire, qui reflète des perturbations de phase introduites le long du parcours de l'onde lumineuse :

$$s_4(t) \propto \cos((\omega_{\text{opt}} + \omega_{\text{MAO}})t + \phi_{\text{opt}} + \phi_c + \phi_p) \quad (7.2)$$

Le signal amplifié est injecté dans un second modulateur acousto-optique donc le but est modifier la fréquence de l'onde de retour, d'un terme ω_2 afin de différencier le signal aller du signal de retour et de pouvoir réaliser un battement optique après un aller/retour. Ce battement a pour résultat de produire un signal radiofréquence



- MAO Modulateur acousto-optique
- Coupleur optique 90/10
- Isolateur optique
- Contrôleur de polarisation
- Combineur optique

FIG. 7.3 – Schéma de principe du système de distribution compensé tout optique



comportant les différentes informations de phase du signal distribué, dans le but d'apporter des corrections de phase au niveau de l'oscillateur de pilotage du premier modulateur acousto-optique.

Le signal optique réinjecté dans la fibre à l'aide d'un circulateur, est :

$$s_5(t) \propto \cos((\omega_{\text{opt}} + \omega_{\text{MAO}} + \omega_2)t + \phi_{\text{opt}} + \phi_c + \phi_p) \quad (7.3)$$

Après un aller/retour dans la fibre, le signal est soumis deux fois aux perturbations de phase d'origine externe. Ce signal est de nouveau décalé en fréquence par un deuxième passage dans le premier modulateur :

$$s_6(t) \propto \cos((\omega_{\text{opt}} + 2 \omega_{\text{MAO}} + \omega_2)t + \phi_{\text{opt}} + 2 \phi_c + 2 \times \phi_p) \quad (7.4)$$

Un battement optique entre le signal injecté initialement dans la fibre et le signal aller/retour est réalisé en combinant ces deux signaux sur une photodiode. La détection hétérodyne, après modification de la polarisation du signal de retour, donne le signal électrique $s_7(t)$:

$$s_7(t) \propto \cos((2 \omega_{\text{MAO}} + \omega_2)t + 2 \phi_c + 2 \times \phi_p) \quad (7.5)$$

Par comparaison de phase avec un signal oscillant à la même fréquence, ie $2 \times \omega_{\text{MAO}} + \omega_2$, il est possible de générer le signal d'erreur reliant la correction de phase appliquée et la perturbation de phase ajoutée lors du transfert.

$$s_9(t) \propto 2 \times \phi_c + 2 \times \phi_p \quad (7.6)$$

Un filtre de boucle composé d'un intégrateur permet de piloter en tension l'oscillateur à 40 MHz de sorte à obtenir la condition de phase recherchée, c'est-à-dire $\phi_c = -\phi_p$ et ainsi compenser l'ensemble des perturbations de phase introduites dans la bande passante de correction. En effet, dans ce cas, le signal délivré par l'oscillateur devient :

$$s_{10}(t) \propto \cos(2 \pi \times 100 \text{ MHz} \times t - \phi_p) \quad (7.7)$$

En pratique, la perturbation de phase mesurée vaut plusieurs π radians. Afin de fermer la boucle de l'asservissement, les fluctuations de phase doivent être plus petites que π radians. Il est nécessaire de d'ajouter un dispositif électronique permettant de diviser la phase. Ce système transpose la fréquence du signal après battement optique à une fréquence plus élevée. Un diviseur de fréquence divise alors d'un facteur 30 le signal.

Pour assurer l'exactitude du signal utilisateur en sortie de fibre, le synthétiseur utilisé pour contrôler le second modulateur acousto-optique doit être référencé sur une source de fréquence de bonne exactitude.

Opérant dans la fenêtre à 1.55 μm des télécommunications soit à une fréquence de l'ordre de 200 THz et considérant une stabilité relative de fréquence de l'ordre de 10^{-17} sur la journée, l'exactitude équivalente requise est :

$$\begin{aligned}\Delta f &= \sigma_y(\tau) \times f_0 \\ &= 10^{-17} \times 2 \cdot 10^{14} \\ &= 2 \text{ mHz}\end{aligned}\tag{7.8}$$

Si on considère une fréquence de modulation du modulateur acousto-optique de 100 MHz, qui décale la fréquence du signal de retour, l'exactitude ϵ du synthétiseur doit être :

$$\begin{aligned}\epsilon &= \frac{\Delta f}{f_{\text{MAO}}} \\ &= \frac{2 \times 10^{-3}}{10^8} \\ &= 2 \times 10^{-11}\end{aligned}\tag{7.9}$$

La figure 7.4 présente les stabilités de fréquence des principaux étalons de fréquence, sur lesquels peut-être asservi le synthétiseur de fréquence utilisé pour le pilotage du modulateur acousto-optique. Afin d'assurer l'exactitude du signal de pilotage, une horloge commerciale usuelle, comme une horloge à tube de césium ou une horloge à rubidium, référencée par GPS est largement suffisante pour atteindre la stabilité de fréquence long-terme et l'exactitude requises.

7.3.2 Quelques considérations sur le bruit

Les principales limitations techniques et fondamentales sont succinctement étudiées ici. La réalisation d'un nouveau procédé tout optique requiert, en effet, une étude à part entière et n'a pu être abordé dans le cadre de cette thèse.

On considère le cas favorable d'un support optique de nouvelle génération présentant une atténuation de l'ordre de 0,16 dB/km (contre 0,2 dB/km dans le cas des fibres standard de type SMF-28 ancienne génération). La puissance de sortie d'un laser peut atteindre aisément une puissance de 5 mW et nous considérons cette puissance optique comme puissance injectée dans la fibre. Ce chiffre prend en compte les limitations liées aux effets non-linéaires dans la fibre comme la rétrodiffusion stimulée Brillouin. La limite fondamentale de bruit est déterminée par le shot-noise de la photodiode, de la détection hétérodyne après un aller-retour.

Par ailleurs, la longueur totale de la distribution est quant-à elle, liée à la fois au bruit intrinsèque de la source laser utilisée, le laser à fibre ici, et du bruit de phase additif dû au transfert dans la fibre. Le bruit propre au lien optique est de même

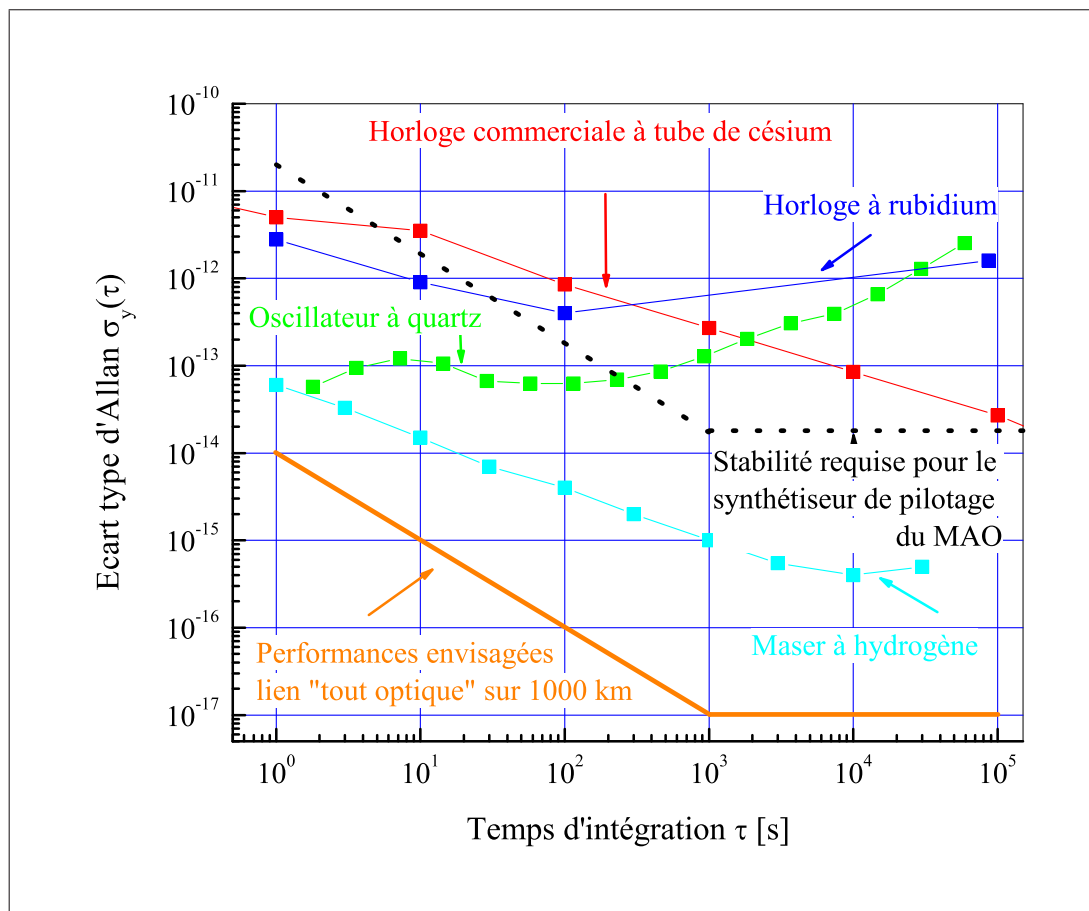


FIG. 7.4 – Stabilité de fréquence requise pour le synthétiseur de fréquence pilotant le MAO, comparée aux stabilités des références de fréquence usuelles

origine que précédemment et peut donc être simulé à partir des mesures de bruit de phase déjà effectuées. Les vibrations mécaniques et les fluctuations de températures influent typiquement dans une bande passante de 1 kHz. Il est donc possible de compenser voire d'annuler le bruit ajouté à condition que le rapport signal-sur-bruit en détection, à l'extrémité du lien, soit largement supérieur à 1.

Dans l'hypothèse d'une liaison fibrée de 500 km, du fait de l'atténuation optique ($500 \times 0,16 = 80\text{dB}$), la puissance détectée est alors de l'ordre de 50 pW, ce qui représente, dans une bande de 1 kHz, un rapport signal-sur-bruit supérieur à 50 dB.

En effet, la puissance optique de 50 pW détectée est directement convertie en un courant photonique de l'ordre de 50 pA si on approxime la sensibilité de la

photodiode à 1 A/W dans le cas d'un matériau InGaAs à une longueur d'onde de 1,55 μm . Dans l'hypothèse où le bruit de détection est limité par le bruit de scintillation, la densité spectrale de bruit de courant s'écrit :

$$\langle i_{\text{shot noise}}^2 \rangle = 2 \times e \times I_p \times B \quad (7.10)$$

où e est la charge de l'électron, B la bande de détection et I_p le courant photonique délivré par la photodiode.

Le rapport signal-sur-bruit s'exprime alors comme :

$$\begin{aligned} SNR [\text{dB}] &= 10 \times \log \left(\frac{I_p^2}{\langle i_{\text{Shot noise}}^2 \rangle} \right) \\ &= 10 \times \log \left(\frac{I_p^2}{2 \times e \times I_p \times B} \right) \\ &= 10 \times \log \left(\frac{(5 \times 10^{-11})^2}{2 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 5 \times 10^{-11} \times 1000} \right) \\ &\simeq 52 \text{ dB} \end{aligned} \quad (7.11)$$

Pour une atténuation optique classique dans la fibre, de 0,2 dB/km, le rapport signal-à-bruit est réduit à une trentaine de dB, ce qui reste suffisant pour différencier la phase optique du signal du bruit de phase additif.

D'après les mesures de densité spectrale de bruit de phase, effectuées en boucle ouverte sur le lien fibré entre le LNE-SYRTE et le LPL, le bruit de phase typique induit par les fluctuations de chemin optique au cours du transfert peut être approximé par un bruit blanc de phase donc la fréquence de coupure est de l'ordre de 1 kHz avec une densité spectrale de 0,1 $\text{rad}^2/\text{Hz}/\text{km}$. Nous faisons également l'hypothèse que le bruit est uniformément réparti le long de la fibre et qu'il est également proportionnel à la fréquence de modulation du signal.

Par conséquent après un aller/retour dans la fibre, soit une distance de 1000 km, le bruit de phase escompté devrait environ être 100 rad^2/Hz , avec un niveau constant jusqu'à la fréquence de coupure de 1 kHz. En supposant que le bruit de phase est uniquement constitué de bruit blanc de phase, ce niveau de bruit est équivalent à des instabilités relatives de fréquence de 5×10^{-13} pour un temps d'intégration d'1s.

En effet, la stabilité relative de fréquence, traduite via l'écart type d'Allan ($\sigma_y(\tau)$ avec τ le temps d'intégration) est obtenue, à partir de la densité spectrale de bruit de phase ($S_\phi(f)$), par le calcul suivant :

$$\sigma_y^2(\tau) = \int_0^{+\infty} \frac{f^2}{f_0^2} S_\phi(f) \times \frac{2 \sin^4(\pi \tau f)}{(\pi \tau f)^2} df \quad (7.12)$$

où f_0 est la fréquence du signal mesuré.

Dans la plupart des cas, la variance d'Allan peut être décomposé en loi de puissance discrète où chaque type de bruit, présent dans le signal analysé, est identifiable. On considère que le bruit de phase accumulé lors du transfert est uniquement du bruit blanc de phase. Par conséquent, on peut approximer la variance d'Allan à :

$$\begin{aligned} \sigma_y^2(\tau) &= \frac{3 f_c}{4\pi^2} \times \frac{S_\phi(f^2)}{f_0^2} \tau^{-1} \\ &= \frac{3 \times 1000}{4\pi^2} \times \frac{100 \times 1000}{(2 \times 10^{14})^2} \tau^{-1} \end{aligned} \quad (7.13)$$

$$\sigma_y(\tau = 1 \text{ s}) \approx 5 \times 10^{-13}$$

Dans le cas présent, la bande de correction est limitée à une vingtaine de Hz, ce qui induit une réduction du bruit de phase additif de l'ordre de 20 dB. Ainsi, il devrait être possible d'atteindre des stabilités relatives de fréquence de 10^{-14} sur la seconde pour une distribution de 500 km.

Cette discussion ne prend pas en compte la possibilité d'amplifier optiquement le signal. En revanche, pour l'extension à 1000 km, il sera nécessaire d'utiliser différents amplificateurs optiques afin de compenser les 80 dB supplémentaires (100 dB dans pour une fibre standard), d'atténuation.

7.3.3 Expériences réalisées

Des premiers tests utilisant la liaison LNE-SYRTE/LPL ont été menés avec une équipe de recherche de la PTB¹. La référence de fréquence est un laser à fibre continu à 1542 nm asservi sur le laser de référence de l'horloge à strontium. La largeur de raie du laser est de 30 Hz permettant d'assurer une cohérence du laser au delà de 1000 km. La stabilité de ce laser est donnée sur le graphique de la figure [?] et correspond à celle du laser ultra-stable de l'horloge.

La stabilité du système de distribution a été mesurée pour deux longueurs de fibre : 86 km et 211 km. Cette dernière est obtenue par l'ajout de bobines de fibre. Afin de compenser les pertes optiques, un amplificateur EDFA est utilisé pour amplifier le signal retour. La stabilité relative de fréquence est mesuré par battement

¹Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig - Allemagne

optique entre le signal du laser à fibre et le signal transmis dans la fibre après un simple passage (à l'extrémité théorique du lien). La fréquence du signal issu du batttement est comptée à l'aide d'un compteur de fréquence. La stabilité de fréquence du système est alors calculée à partir des mesures de fréquences. Les résultats obtenus sont présentés sur les graphiques des figures [?] et [?]. Le dispositif de mesure est représenté en vert sur la figure 7.3. Le montage est équipé de brouilleurs de polarisation à chaque extrémité du lien. Néanmoins, contrairement au lien optique micro-onde, nous n'avons pas remarqué d'effets liés à la PMD pouvant limiter les performances du systèmes de distribution.

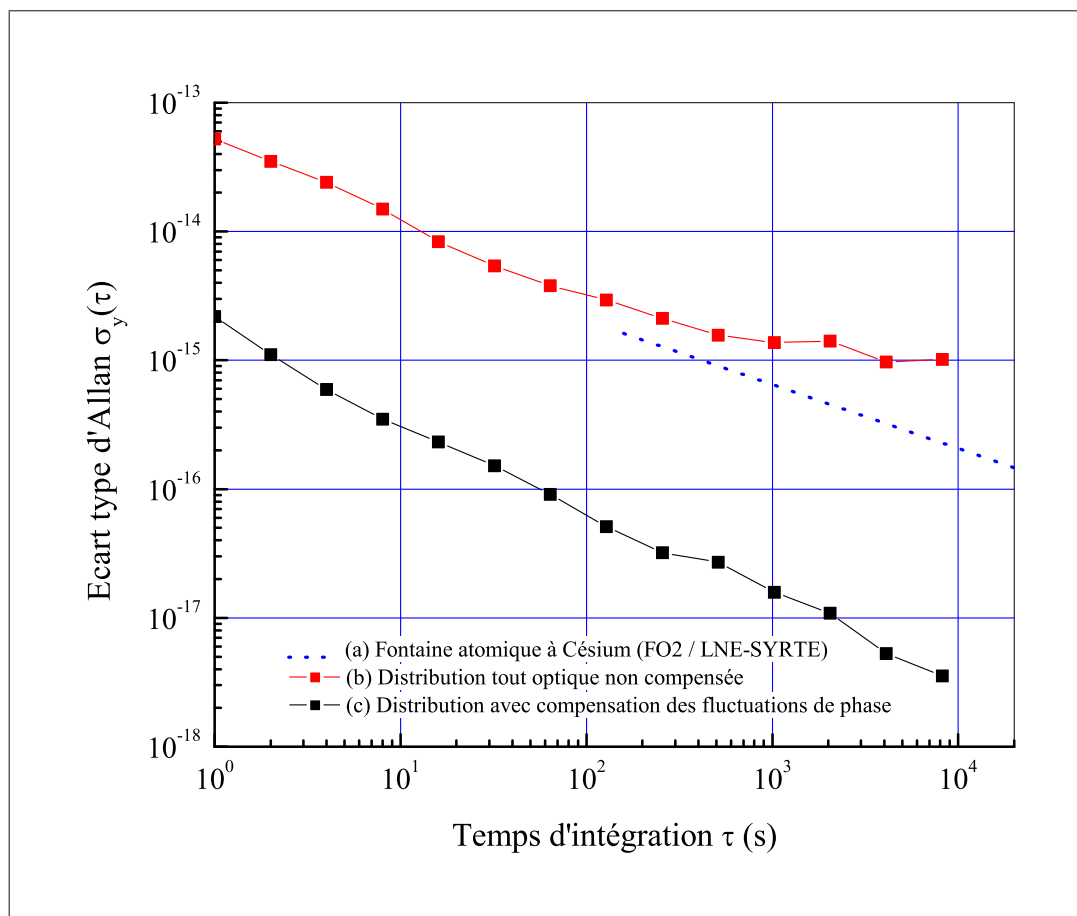


FIG. 7.5 – Stabilité de fréquence du système de distribution tout optique sur une distance de 86 km, en boucle ouverte (b) et en boucle fermée (c). A titre indicatif, la stabilité de l'horloge FO2 du LNE-SYRTE est indiquée (a)

Les premières expériences menées montrent la faisabilité d'un tel système. Nous avons actuellement montrer la possibilité de transférer un signal continu avec une

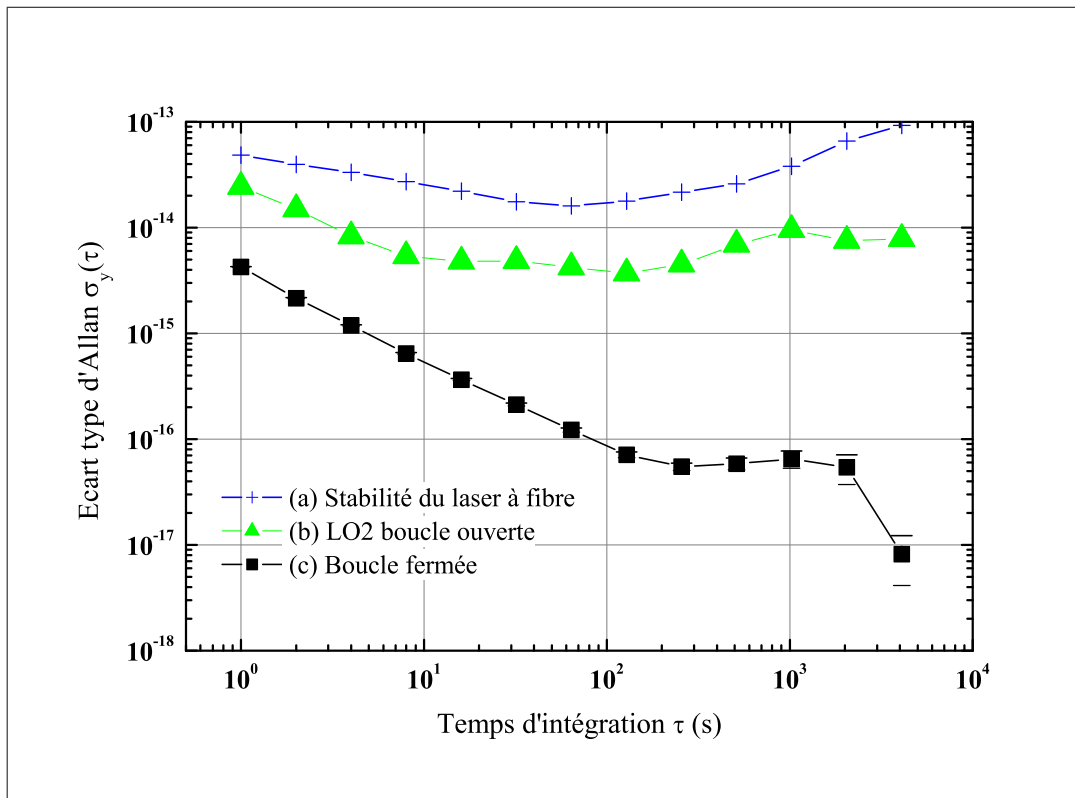


FIG. 7.6 – Stabilité de fréquence du système de distribution tout optique sur une distance de 221 km, en boucle ouverte (b) et en boucle fermée (c). La courbe (a) correspond à la stabilité du laser à fibre asservi sur la cavité ultra-stable de l'horloge à strontium du LNE-SYRTE

stabilité de quelques 10^{-15} sur la seconde et inférieurs à 10^{-17} pour des temps d'intégration de quelques milliers de seconde [42].

7.4 Conclusion

Afin d'étendre la distance de distribution à 1000 km, la solution d'un système tout optique semble appropriée. Elle permettra de transférer une référence de fréquence optique, utile pour de nombreuses expériences de physique fondamentale et permettant la comparaison directe des horloges optiques. Cette méthode de transfert permet d'ores et déjà de comparer les meilleures horloges optiques existantes. Une stabilité de fréquence de quelques 10^{-18} pour de temps d'intégration supérieurs à quelques milliers de seconde est montrée. Ce résultat est encourageant pour la suite de l'étude pour l'extension du lien.

Le laser à fibre, hautement stable présente une largeur de raie de l'ordre de 30 Hz. Ce type de laser ne présente pas de difficulté majeure quant à sa réalisation. La stabilité du signal optique délivré dépend de la référence optique sur laquelle le laser est asservi.

Pour atteindre une distance de distribution de l'ordre de 1000 km, l'idée de régénérateur optique placé à une distance de 200 à 300 km avec amplification du signal est à l'étude. La régénération du signal requiert l'utilisation d'un nouveau laser fibre asservi sur le signal optique délivré par le lien. Dans ce cas, un laser fibre stable est nécessaire mais il n'est pas utile d'avoir un laser aussi stable que le laser placé en amont du lien. D'une manière générale, le laser à fibre utilisé pour la distribution de fréquence doit être tel que son bruit de phase n'excède pas le bruit ajouté par la fibre. L'amélioration des performances obtenues et l'extension du lien sont l'objet d'une nouvelle étude dans le cadre d'une thèse.

Un autre dispositif tout optique est également à l'étude dans le cadre des travaux de recherche d'une équipe du JILA (Etats Unis) [43].

Conclusion générale

Les progrès réalisés les 10 dernières années sur les horloges atomiques font que nous disposons de références de fréquence avec des stabilités de fréquence de l'ordre de $2-3 \times 10^{-14}$ sur la seconde et quelques 10^{-16} pour une journée de temps d'intégration et présentant une exactitude de quelques 10^{-16} . Néanmoins certains effets comme la gravité limitent les performances actuelles qui devraient être surpassés avec la réalisation d'horloge et d'oscillateurs prévus pour fonctionner dans l'espace en absence de gravité. C'est notamment le cas de la mission européenne ACES donc le but est de faire fonctionner une horloge atomique couplée à un maser à hydrogène, à bord de la Station Spatiale Internationale. Les intérêts sont multiples et vont de la réalisation d'échelles de temps de haute résolution à des expériences de physique fondamentale. L'absence de connexions câblées ou fibrées à bord d'ISS fait qu'il est impossible de comparer les différentes horloges et de distribuer les signaux. Une alternative est alors la réalisation d'un lien optique ultra-stable en espace libre pour la distribution de ces oscillateurs. Nous avons donc conçu un prototype à échelle réduite d'un tel dispositif qui fait l'objet du chapitre 2. Celui-ci opère par modulation d'amplitude d'une diode laser télécom, à la fréquence de l'oscillateur (de 100 MHz à 1 GHz). Le système optique à 2 voies est équipé de télescopes afin d'émettre et de détecter un signal optique tout en s'affranchissant des problèmes d'alignement. La liaison deux voies permet de mesurer le bruit de phase ajouté lors du transfert par variation du chemin optique (vibrations, effets thermiques) et de le compenser à l'aide d'un dispositif électronique actif agissant sur la phase du signal de modulation. Deux longueurs d'onde ($1,3 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$) et deux fréquences de modulation (100 MHz et 110 MHz) sont utilisées pour éviter tout phénomène de diaphonie et diaphotie. Nous avons évalué les instabilités relatives de fréquence liées à un tel dispositif avec un niveau de $1-2 \times 10^{-14}$ pour un temps d'intégration d'une seconde. L'objectif d'une stabilité relative de fréquence de 10^{-16} est atteint avec une stabilité de phase à 2 ps/jour soit quelques 10^{-17} en termes de stabilité de fréquence.

Le lien optique en espace libre présente d'excellentes performances et offre la possibilité de disposer d'un signal de référence en continu. Son utilisation dans sa forme actuelle, pour des applications terrestres, reste limitée à des courtes distances du fait des perturbations atmosphériques et de l'atténuation optique. L'idée est donc

de conserver la méthode d'opération avec un support de transmission différent. L'utilisation de la fibre optique est une solution adéquate puisque permettant de connecter tout utilisateur de part la redondance du réseau fibré de télécommunication, de transférer un signal de référence quelle que soit sa fréquence de modulation avec de faibles pertes par rapport à un câble électrique et fonctionner en mode 2 voies pour compenser le bruit ajouté lors du transfert. Une discussion sur le bruit menant la définition des objectifs du système de distribution et les choix opérés afin de répondre à ces objectifs est menée dans les chapitres 3 et 4.

A travers le chapitre 5, nous présentons un système de distribution opérant à 100 MHz. Deux approches différentes ont été étudiées. Le premier dispositif utilise un schéma de correction différent de celui de l'espace libre afin de combler certaines lacunes. La méthode de correction est adaptée à notre application et à nos objectifs en terme de distribution, à partir du schéma de compensation mis en oeuvre par le JPL². La seconde méthode repose sur une correction optique en agissant directement sur le temps de propagation de l'onde dans la fibre. D'excellents résultats ont été montrés à l'aide de ces deux systèmes de distribution opérant à 100 MHz et permettant la comparaison de fontaines atomiques distantes de 100 km avec une stabilité de l'ordre de 10^{-14} pour 1 s d'intégration et quelques 10^{-17} pour une journée de mesure. Néanmoins les performances des systèmes sont limitées à la fois par le bruit intrinsèque et par des imperfections dont la conséquence est la dégradation du facteur de correction. Nous sommes également limités par des effets non-linéaires dans la fibre comme la PMD.

L'étude des effets limitatifs ont permis d'améliorer le système de compensation. Un nouveau dispositif opérant à 1 GHz est ainsi présenté dans le chapitre 6. L'intégration d'un filtrage optique et d'un brouillage des états de polarisation des différentes ondes injectées dans le support fibré permettent de réduire l'effet Brillouin et de compenser la PMD. Le passage à une fréquence de référence plus élevée (1 GHz) et donc de modulation du signal optique plus importante, a démontré un gain de presque un ordre de grandeur en termes de bruit de phase et de stabilité relative de fréquence du dispositif, s'accompagnant également d'un gain au niveau de la stabilité de phase du système. L'utilisation d'amplificateurs EDFA pour compenser les pertes optiques a permis de réaliser une expérience sur 200 km et de montrer la possibilité de transférer des signaux métrologiques avec une stabilité de 10^{-14} sur la seconde et quelques 10^{-18} sur les temps longs (\geq quelques 10 000 s). Nous disposons alors d'un système opérationnel de dissémination de signaux métrologiques à une fréquence de 1 GHz, intégrant un processus de mesure et de compensation du bruit additif accumulé lors du transfert du laboratoire de référence vers l'utilisateur.

²Jet Propulsion Laboratory - Etats Unis

La dissémination de références de fréquence par fibres optiques du réseau de télécommunication avec une stabilité relative de fréquence de quelques 10^{-15} sur les temps courts et de quelques 10^{-18} pour un temps de mesure d'une journée, pour la comparaison d'horloges distantes d'une centaine de km s'oppose désormais comme alternative aux dispositifs actuels de comparaison par satellites par :

- ses performances en terme de bruit de phase et de stabilité de fréquence,
- la facilité de déploiement et son coût,
- et son mode opératoire puisque notre système permet de disposer sans contraintes, d'un signal en continu permettant des mesures ou comparaisons pour tous les temps d'intégration.

Avec l'avancée technique réalisée sur les horloges optiques, un moyen de distribution par fibre optique s'impose. Toutefois, des nouvelles études sont à mener afin de pouvoir égaler les performances des horloges optiques et ne pas dégrader le signal d'horloge transmis. Le chapitre 7 présente de nouvelles pistes possibles. Nous proposons également un schéma de distribution de signaux de référence optique. Un tel lien à échelle continentale (1000 km) pour, par exemple, relier l'ensemble des instituts de métrologie temps/fréquence européens (figure 7.7). La constitution d'un réseau européen ouvrira alors l'horizon à des expériences de physiques fondamentales à très haute résolution et pourrait également permettre des mesures par sur la rotation de la Terre avec la constitution d'un gyromètre à fibre ou la mesure des constantes fondamentales. Des applications en radioastronomie sont également envisagées. Des expériences préliminaires ont déjà été réalisées affichant des stabilités de fréquence de quelques 10^{-15} pour 1 s d'intégration et inférieurs à 10^{-18} à partir de quelques milliers de secondes d'intégration [42].

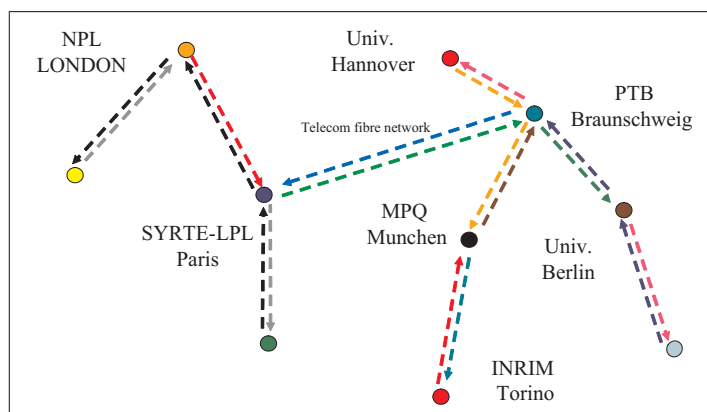


FIG. 7.7 – Distribution tout optique de références de fréquence à échelle européenne

Nous avons, de cette manière, mis en place une distribution des références de fréquence du LNE-SYRTE vers le LPL, opérant à une fréquence de 1 GHz. Il a été

notamment possible de réaliser une comparaison entre un étalon de fréquence optique et un oscillateur micro-onde, géographiquement délocalisés. L'étalon optique est un laser à CO_2 asservi sur une absorption moléculaire d' OsO_4 et délivrant un signal dans le domaine infrarouge à 30 THz [44]. Celui-ci est comparé à l'oscillateur cryogénique à résonateur saphir du LNE-SYRTE (12 GHz) par transfert d'un signal métrologique de 100 MHz, synthétisé à partir du signal de l'oscillateur. Ce signal est alors utilisé comme signal de référence pour le peigne d'un laser femtoseconde faisant la transition entre le domaine micro-onde et le domaine optique. La mesure de la stabilité de fréquence du laser CO_2 a ainsi pu être effectuée avec une résolution de $3 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ pour un temps d'intégration d'une seconde. La mesure est présentée figure 7.8 [45].

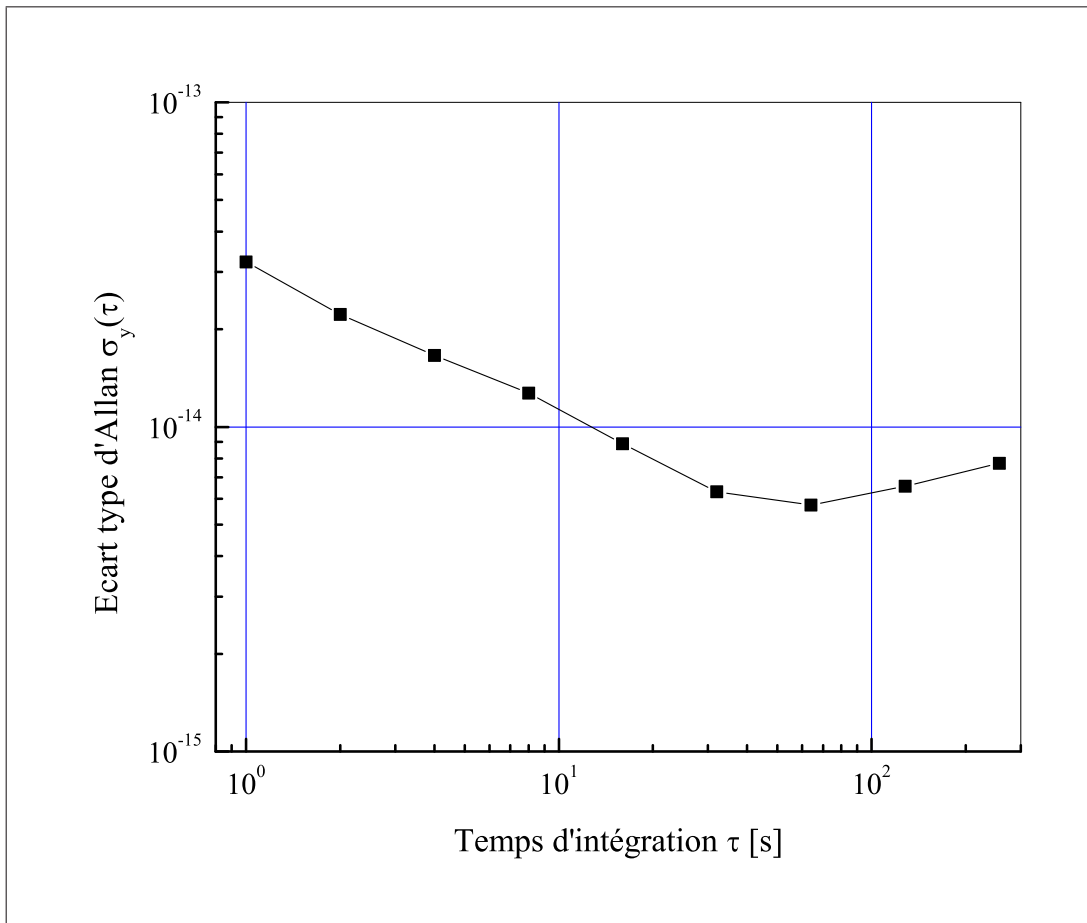


FIG. 7.8 – Stabilité relative de fréquence du laser CO_2 du LPL, comparé à l'oscillateur cryogénique à résonateur saphir du LNE-SYRTE

Bien que l'idée de distribution de fréquence par fibre optique ne soit pas novatrice [46], nous avons notablement amélioré les performances obtenues jusqu'à présent avec la possibilité de transférer sur des distances de quelques centaines de kilomètres des signaux de référence dont la stabilité est comparable voire meilleure que celle des meilleures références de fréquence actuelle. De plus, ce système présente l'avantage d'opérer en milieu urbain en utilisant à des fins scientifiques le réseau fibré de télécommunication. Les perspectives d'une extension du lien à échelle continentale présente un intérêt majeur et s'opposera définitivement aux moyens actuel de comparaisons par satellite qui n'autorise que la comparaison d'horloges et non la distribution continu d'un signal de référence.

Annexe A

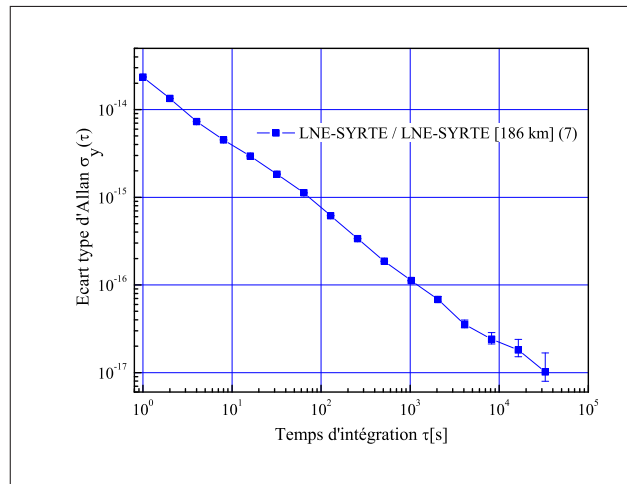
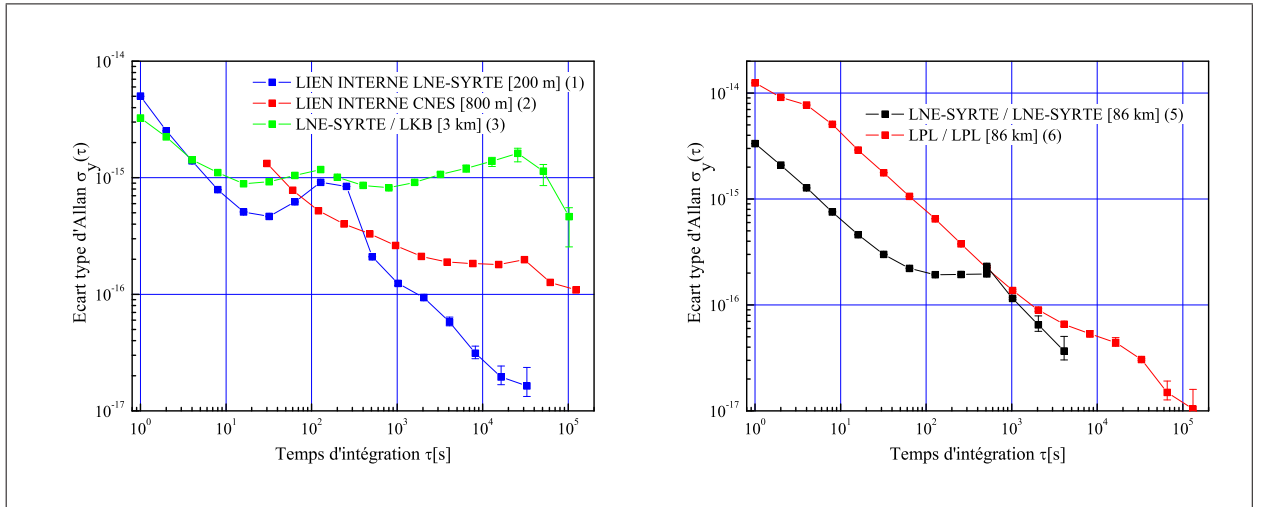
Expériences menées et résultats

L'ensemble des expériences conduites au cours de cette thèse est résumé dans le tableau suivant. Les résultats obtenus, en terme de stabilité de fréquence de la distribution, sont présentés sur les graphiques de la figure A.

		Distance	Référence de fréquence	Source laser	Système de compensation	Amplification du signal	
(1)	Liaison interne MASER → FO1	~ 200 m dont fibre LTCD	MASER-H + OCRS (1 GHz)	DL @ 1,55 μm 10 mW	Post-traitement	NON	
(2)	Liaison interne CNES	~ 800 m	MASER hydrogène (100 MHz)	Emet./recept. commerciaux @ 1,3 [47] μm	NON	NON	
(3)	LNE-SYRTE ↓ LKB	~ 3 km	MASER hydrogène (100 MHz)	Emet./recept. commerciaux @ 1,3 μm	NON	NON	
(4)	LNE-SYRTE ↓ LPL	2×44 km	MASER-H + OCRS (100 MHz)	DL 10 mW @ 1,5 μm 10 mW	Conjugateur phase+correcteur optoélectronique	Amplificateurs RF en détection	
(5)	LNE-SYRTE ↓ LNE-SYRTE	88 km	MASER-H + OCRS (1 GHz)	DL 20 mW @ 1,5 μm 20 mW	Conjugateur de phase à 1 GHz	Amplificateurs RF en détection	
(6)	LPL ↓ LPL	88 km	MASER-H + OCRS (1 GHz)	DL 20 mW @ 1,5 μm 20 mW	Compensateur optoélectronique à 1 GHz	Amplificateurs RF en détection	Brouilleurs polarisation en entrée
(7)	LNE-SYRTE ↓ LNE-SYRTE	188 km	MASER-H + OCRS (1 GHz)	DL 20 mW @ 1,5 μm 20 mW	Conjugateur de phase modifié	Amplificateurs optiques EDFA	Brouilleurs polarisation en entrée

- (1) Les différentes expériences menées au LNE-SYRTE (fontaines atomiques, horloges optiques, capteurs inertiels, synthèse de fréquences femtoseconde ...) sont connectées à la fois par fibre standard de télécommunication de type SMF-28 et par fibre stable à faible coefficient de température (liaisons extérieures entre bâtiments), à la salle des horloges (masers à hydrogène) du LNE-SYRTE et à l'oscillateur de référence constitué par un oscillateur cryogénique à résonnateur saphir). A partir de l'oscillateur de référence, un signal à 100 MHz ou à 1 GHz est généré en fonction des applications et des performances recherchées. La mesure présentée dans le tableau correspond au système de distribution entre l'OCRS et la fontaine à atomes froids de césium. Le signal métrologique transféré à 1 GHz est ensuite utilisé comme entrée d'une chaîne de synthèse de fréquence permettant la génération du signal d'interrogation des atomes à environ 9 GHz. La liaison interne est peut soumise aux fluctuations rapides et la stabilité relative de fréquence de la distribution est essentiellement dégradée par les variations de température journalière et les instabilités thermiques moyen terme (quelques centaines de secondes) dues au cycle des climatisations des laboratoires. La compensation de ces fluctuations est passive et réalisées par post-traitement informatique par méthode différentielle par comparaison du signal détecté après un aller-retour dans les deux fibres reliant la salle des horloges et la fontaine FO1.
- (2) Les fibres de la liaison interne du CNES suivent les chemins de câbles du réseau informatique du CNES. De ce fait, elles sont uniquement soumises aux fluctuations de température dont la constante de temps est celle des bâtiments ou du milieu traversé. L'objectif est de connecter la salle de montage et de tests de l'horloge spatiale PHARAO aux installations de métrologie Temps-Fréquence du CNES (horloges commerciales, maser à hydrogène, et stations GPS) afin de délivrer un signal de référence à l'horloge mais également pouvoir effectuer des comparaisons à distance avec les fontaines atomiques du LNE-SYRTE. De part les performances escomptées pour l'horloge PHARAO et les performances de la liaison en fonctionnement libre, aucune compensation active ou passive des fluctuations de phase n'est nécessaire.
- (3) Le Laboratoire Kastler-Brossel, basé à l'Université Paris 6 / Jussieu est relié au LNE-SYRTE par une fibre dédiée du réseau de télécommunication parisien. Le signal distribué est le signal à 100 MHz délivré par un des masers à hydrogène du LNE-SYRTE après filtrage à l'aide d'un oscillateur à quartz ultra-stable. De même que pour le CNES, aucune correction du signal n'est réalisée.
- (5) La distance de 86 km est obtenue en connectant ensemble, à l'aide d'une jarretière optique, les deux fibres connectant le LNE-SYRTE et le LPL.
- (6) Afin d'étendre la liaison fibrée entre les deux laboratoires et atteindre des distances de distribution proches de 200 km, différentes bobines de fibre standard (SMF-28) de 25 km chacune, sont connectées en série au lien de 86 km. Ces

bobines ont une atténuation de 0,2 dB.km et présente un faible coefficient de PMS de 0,05 ps/ $\sqrt{\text{km}}$. Ces bobines sont soumises aux perturbations thermiques des deux laborations, qui sont linéairement appliquées à la fibre. Autant en conditions réelles, les différents coefficients de températures font que certaines perturbations de température se compensent ou s'annulent, autant dans le cas des bobines, toute perturbation se traduit instantanément en une variation de phase. De ce fait, il est nécessaire d'asservir en températures les différentes bobines de fibre.



Annexe B

Equation du champs émis et spectre optique

La modulation directe de la diode laser s'accompagne d'une modulation de fréquence du laser. Le spectre optique de l'onde émise n'est plus composé uniquement de deux raies espacées de la fréquence de modulation autour de la fréquence du laser mais d'une multitude de raies. Plus l'indice de modulation de fréquence est élevé plus le nombre de raies augmente et le spectre devient asymétrique.

L'équation du champ électrique de l'onde émise, combinant la modulation d'amplitude et la modulation de fréquence est :

$$e = (1 + m_a \cos(\omega_{rf} t)) \exp[i \omega_{opt} t + m_f \times \sin(\omega_{rf} t)] \quad (\text{B.1})$$

où m_a est l'indice de modulation d'amplitude, ω_{rf} la fréquence de modulation, ω_{opt} la fréquence de l'onde optique et m_f l'indice de modulation de fréquence.

B.1 Modulation d'amplitude

La décomposition en série de Fourier du terme d'intensité (racine carré du terme d'amplitude) est :

$$(1 + m_i \cos(\omega_{rf} t))^{\frac{1}{2}} = K_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} K_n \times \cos(n \omega_{rf} t) \quad (\text{B.2})$$

où m_i est l'indice de modulation d'intensité.

Les coefficients K_0 et K_n peuvent alors être calculés à partir des équations suivantes :

$$K_0 = \frac{1}{T} \int_0^T (1 + m_i \cos(\omega_{\text{rf}} t))^{\frac{1}{2}} dt \quad (\text{B.3})$$

$$K_n = \frac{2}{T} \int_0^T (1 + m_i \cos(\omega_{\text{rf}} t))^{\frac{1}{2}} \times \cos(n \omega_{\text{rf}} t) dt \quad (\text{B.4})$$

Dans le cas d'une modulation de 100%, ces expressions se simplifient en :

$$K_0 = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \quad (\text{B.5})$$

$$K_n = (-1)^{n+1} \frac{4\sqrt{2}}{\pi} \times (4n^2 - 1) \quad (\text{B.6})$$

B.2 Modulation de fréquence

La décomposition en série de Fourier du terme de modulation de fréquence est :

$$\begin{aligned} \exp[i \omega_{\text{opt}} t + m_f \times \sin(\omega_{\text{rf}} t)] &= J_0(m_f) \exp[i \omega_{\text{opt}} t] \\ &+ \sum_{n=1}^{+\infty} J_n(m_f) (\exp[(i \omega_{\text{opt}} + n \omega_{\text{rf}}) t] \\ &+ (-1)^n \exp[(i \omega_{\text{opt}} - n \omega_{\text{rf}}) t]) \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

B.3 Spectre optique

Le spectre optique est composé d'une raie à la fréquence fondamentale du laser dont l'amplitude est donnée par le coefficient L_0 . Les autres raies du spectre, espacées de $\pm n \times \omega_{\text{rf}}$ ont respectivement pour amplitude L_{n+} ou L_{n-} .

$$L_0 = \sum_{a=0}^{+\infty} K_{2a} \times L_{2a} \quad (\text{B.8})$$

$$L_{n+} = \frac{1}{2} [K_0 J_n + K_n J_0] + \frac{1}{2} \sum_{a=0}^{+\infty} J_a \times (K_{|a-n|} + (-1)^a K_{n+a}) \quad (\text{B.9})$$

$$L_{n-} = \frac{1}{2} [K_0 J_n + K_n J_0] + \frac{1}{2} \sum_{a=0}^{+\infty} J_a \times (K_{|a+n|} + (-1)^a K_{n+a}) \quad (\text{B.10})$$

$$(\text{B.11})$$

Le calcul numérique de ces différents coefficients a permis de construire une représentation du spectre optique de l'onde émise. Ce spectre est calculé en prenant

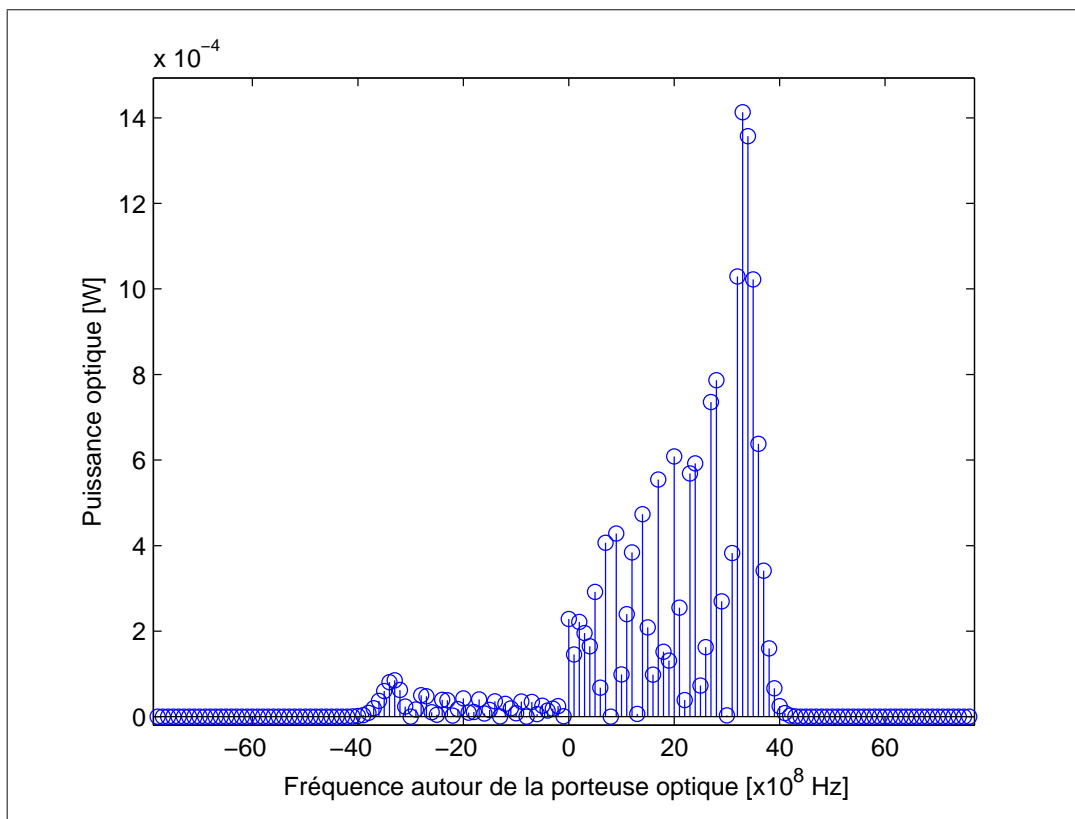


FIG. B.1 – Spectre optique de l'onde émise (0 Hz correspond à la fréquence de la porteuse optique)

une fréquence de modulation de 100 MHz. L'indice de modulation de fréquence est calculé à partir du chirp de la diode laser qui est de l'ordre de 375 MHz/mA avec un courant de polarisation de 20 mA pic à pic. Ceci conduit à un élargissement du spectre optique de l'ordre de 8 GHz comme le montre la figue B.1.

Bibliographie

- [1] P. Wolf, S. Bize, A. Clairon, A. N. Luiten, G. Santarelli, and M. E. Tobar. Tests of lorentz invariance using a microwave resonator. *Physics Review Letter*, 90 :060402, 2003.
- [2] S. Bize *et al.* Cold atom clocks and applications. *Journal of Physics B, Atom. Mol. Opt. Phys.* 38 :449–468, 2005.
- [3] M. Fischer *et al.* Limits on the drift of fundamental constants from laboratory measurements. *Physics Review Letter*, 92 :230802, 2004.
- [4] E. Peik *et al.* Limit on the present temporal variation of the fine structure constant. *Physics Review Letter*, 93 :170801, 2004.
- [5] J. Frisch, D. Bernstein, D. Brown, and E. Cisneros. A high stability low noise rf distribution system. *IEEE Particle Accelerator Conference*, 2002.
- [6] R.T. Logan and G.F. Lutes. High stability microwave fiber optic systems : demonstrations and applications. *Proc. of IEEE Frequency Control Symposium*, pages 310–316, 1992.
- [7] K.H. Sato *et al.* Application of phase-stabilized optical fiber in transmission of reference if signal in vlbi observation. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 41 :385–389, 1992.
- [8] B. Shillue. Alma memo 443. Disponible sur Internet à l’adresse <http://www.alma.nrao.edu/memos/>, 2002.
- [9] M. Calhoun, R. Wang, A. Kirk, W. Diener, G.J. Dick, and R.L. Tjoelker. Stabilized reference frequency distribution for radio science with the cassini spacecraft and the deep space network. *Proc. of the 32nd Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting*, pages 331–340, 2000.
- [10] S. Bize *et al.* Advances in atomic fountains. *C.R. Physique*, 5 :829, 2004.
- [11] I. Courty, A. Quessada, R. P. Kovacich, A. Brusch, D. Kolker, J-J. Zondy, G. D. Rovera, and P. Lemonde. Clock transition for a future optical frequency standard with trapped atoms. *Physical Review A*, 68 :030501, 2003.
- [12] F. Riehle *et al.* A calcium optical frequency standard with ultracold atoms : Approaching 10^{-15} relative uncertainty. *Appl. Phys. B*, 648 :229–244, 2004.

- [13] U. Tanaka *et al.* The $^{199}\text{Hg}^+$ single ion optical clock : recent progress. *J. Phys. B, Atom. Mol. Opt. Phys.* 36 :545–551, 2003.
- [14] H. S. Margolis, G. P. Barwood, G. Huang, H. A. Klein, S. N. Lea, K. Szymaniec, and P. Gill. Hertz-level measurement of the optical clock frequency in a single $^{88}\text{Sr}^+$ ion. *Science*, 306 :1355–1358, 2004.
- [15] Th. Udem *et al.* Absolute frequency measurements of the Hg^+ and Ca optical clock transitions with a femtosecond laser. *Physical Review Letters*, 86, 2001.
- [16] L.S. Ma *et al.* Optical frequency synthesis and comparison with uncertainty at the 10^{-19} level. *Science*, 303 :1843, 2004.
- [17] A. Amy-Klein *et al.* Absolute frequency measurement of an sf_6 two-photon line using a femtosecond optical comb and a sum-frequency generation. *Appl. Phys. B*, 78 :25–30, 2004.
- [18] J. Ye *et al.* Delivery of high-stability optical and microwave frequency standards over an optical fiber network. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20 :1459, 2003.
- [19] K. W. Holman, D. J. Jones, D. D. Hudson, and J. Ye. Precise frequency transfer through a fiber network by use of 1.5- μm mode-locked source. *Optics letters*, 29, 2004.
- [20] J. Ye *et al.* Development of an ultrastable fiber optic frequency distribution system using an optical delay control module [for frequency standard and vlbi]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 49 :19–24, 2000.
- [21] A. Pawlitzki. New Norcia Frequency and Time System, TimeTech GmbH, 2002.
- [22] A. G. Mann, C. Sheng, and A. Luiten. Cryogenic sapphire oscillator with exceptionally high frequency stability. *Proceedings of the 2001 IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, pages 519–521, 2001.
- [23] G. J. Dick and R. T. Wang. Cryo-cooled sapphire oscillator for the cassini ka-band experiment. *Proceeding of the Frequency Control Symposium*, 1997.
- [24] A. Bauch and H. R. Telle. Frequency standards and frequency measurement. *Rep. Prog. Phys.* 65 :789, 2002.
- [25] S. A. Diddams, A. Bartels, T. M. Ramond, C. W. Oates, S. Bize, E. A. Curtis, J. C. Bergquist, and L. Hollberg. Design and control of femtosecond lasers for optical clocks and the synthesis of low-noise optical and microwave signals. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 9, 2003.
- [26] S. A. Diddams *et al.* An optical clock based on a single trapped $^{199}\text{Hg}^+$ ion. *Science*, 293 :825, 2001.
- [27] D. Chambon, S. Bize, M. Lours, F. Narbonneau, H. Marion, A. Luiten, M. Tobar, A. Clairon, and G. Santarelli. Design and realization of a flywheel oscillator for advanced time and frequency metrology. *Review of Scientific Instruments*, 76 :094704, 2005.

- [28] D. Chambon *et al.* Design and metrological features of microwave synthesizers for atomic fountain frequency standard. To be published in UFFC.
- [29] N. Ashby and D. W. Allan. Practical implications of relativity for a global coordinate time scale. *Radio Science*, 14 :649–669, 1979.
- [30] E. Samain *et al.* The t2l2 ground experiment time transfer in the picosecond range over a few kilometres. *Proc. of the 17th EFTF conference*, 2006.
- [31] P. Defraigne and G. Petit. Time transfer to tai using geodetic receivers. *Metrologia*, 40 :184–188, 2003.
- [32] A. Bauch *et al.* Comparison between frequency standards in europe and the usa at the 10^{-15} uncertainty level. *Metrologia*, 43 :109–120, 2006.
- [33] Hewlett packard application note. AN-S011.
- [34] I. Joindot and M. Joindot. *Les Télécommunications par Fibres Optiques*, volume 1. Dunod, 1996.
- [35] M. B. Bibey. *Transmission optique d'un signal hyperfréquence à haute pureté spectrale*. PhD thesis, Université des Sciences et de Technologies de Lille, 1998.
- [36] P. Agrawal. *Fiber-Optic Communication Systems*. WILEY INTERSCIENCE, 2002.
- [37] G. J. Meslener. Chromatic dispersion induced distortion of modulated monochromatic light employing direct detection. *Journal of Quantum Electronics*, 20 :1208–1216, 1984.
- [38] P. Ciprut and B. Gisin and R. Passy and J. P. Von der Weid and F. Prieto and CH. W. Zimmer. Second-order polarization mode dispersion : Impact on analog and digital transmissions. *Journal of Lightwave Technology*, 16 :757–770, 1998.
- [39] M. Calhouna, R. Sydnor, and W. Diener. A stabilized 100-megahertz and 1-gigahertz reference frequency distribution for cassini radio science. *The Interplanetary Network Progress Report*, IPN PR 42-148 :1–11, 2001.
- [40] F. Narbonneau *et al.* High resolution frequency standard dissemination via optical fiber metropolitan network. *Review of Scientific Instruments*, 77 :064701, 2006.
- [41] L-S. Yan, Q. Yun, and A. E. Willner. Uniformly distributed states of polarization on the poincare sphere using an improved polarization scrambling scheme. *Optics Communications*, 249 :43–50, 2004.
- [42] G. Grosche *et al.* Transmission of an optical carrier frequency over a telecommunication fiber link. *Proceeding of CLEO*, 2007.
- [43] S. M. Foreman, A. D. Ludlow, M. H. G. de Miranda, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, and Jun Ye. Coherent optical phase transfer over a 32-km fiber with 1-s instability at 10^{-17} . *arXiv :0707.0096v1*, 2007.

- [44] V. Bernard *et al.* Co₂ laser stabilization to 0.1-hz level using external electrooptic modulation. *IEEE J. Quantum Electron*, 33 :1282, 1997.
- [45] C. Daussy *et al.* Long-distance frequency dissemination with a resolution of 10⁻¹⁷. *Physical Review Letter*, 94 :203904, 2005.
- [46] Seth M. Foreman, Kevin W. Holman, Darren D. Hudson, David J. Jones, and Jun Ye. Remote transfer of ultrastable frequency references via fiber networks. *Review of Scientific Instruments*, 78 :021101, 2007.
- [47] <http://www.rfpa.com/optical/orl.htm>.