



HAL
open science

Développement des méthodes et outils de métrologie optique pour le projet VIRGO

Vincent Lorientte

► **To cite this version:**

Vincent Lorientte. Développement des méthodes et outils de métrologie optique pour le projet VIRGO. Optique [physics.optics]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1995. Français. NNT: . pastel-00649943

HAL Id: pastel-00649943

<https://pastel.hal.science/pastel-00649943>

Submitted on 9 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE DE DOCTORAT

présentée à l'Université Denis Diderot

par

Vincent LORIETTE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Paris VII

Spécialité Astrophysique et Techniques Spatiales

DEVELOPPEMENT DES METHODES ET OUTILS DE METROLOGIE OPTIQUE POUR LE PROJET *VIRGO*

Soutenu le 5 mai 1995 devant la commission d'examen

MM. P. LENA	Président
P. BOUCHAREINE	Rapporteur
A. BRILLET	Rapporteur
A. ASPECT	
A. C. BOCCARA	
J. M. MACKOWSKI	
Ph. TOURENC	

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Claude Boccara pour m'avoir fait confiance en acceptant de diriger ce travail de recherches.

Je tiens également à remercier Philippe Turrenc qui m'a fait découvrir *Virgo* et qui a toujours su me conseiller.

Merci à Patrick Bouchareine et Alain Brillet pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail.

J'adresse également mes remerciements à Messieurs Alain Aspect, Pierre Léna et Jean-Marie Mackowski qui ont bien voulu faire partie du jury.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Roger Nahoum qui m'a fait partager son expérience et son savoir faire et sans lequel ce travail n'aurait pu être réalisé.

Merci à Philippe Gleyzes pour sa collaboration à la simulation de *Virgo'97* et pour avoir accepté de donner son avis sur ce manuscrit.

Merci à Matthieu Gounelle qui m'a supporté pendant un an et a souffert bien plus que moi pour mettre au point un des bancs de contrôle du front d'onde.

Merci à Benoît Forget pour sa collaboration à la réalisation du réseau informatique et pour ses conseils dans la préparation de ce travail.

Je tiens à remercier les membres des autres groupes de *Virgo*, particulièrement Patrice Hello et Jean-Yves Vinet à Orsay et également l'équipe de Jean-Marie Mackowski: Laurent Pinard, Patrick Ganau, Michel Napolitano, Christophe Michel qui ont réalisé les miroirs.

Merci enfin à tous les membres du Laboratoire d'Optique de l'ESPCI qui, par leurs compétences et leur amitié, ont rendu ces trois années de recherches enrichissantes et agréables.

Remarque

Les références bibliographiques se trouvent à la fin de chaque chapitre.

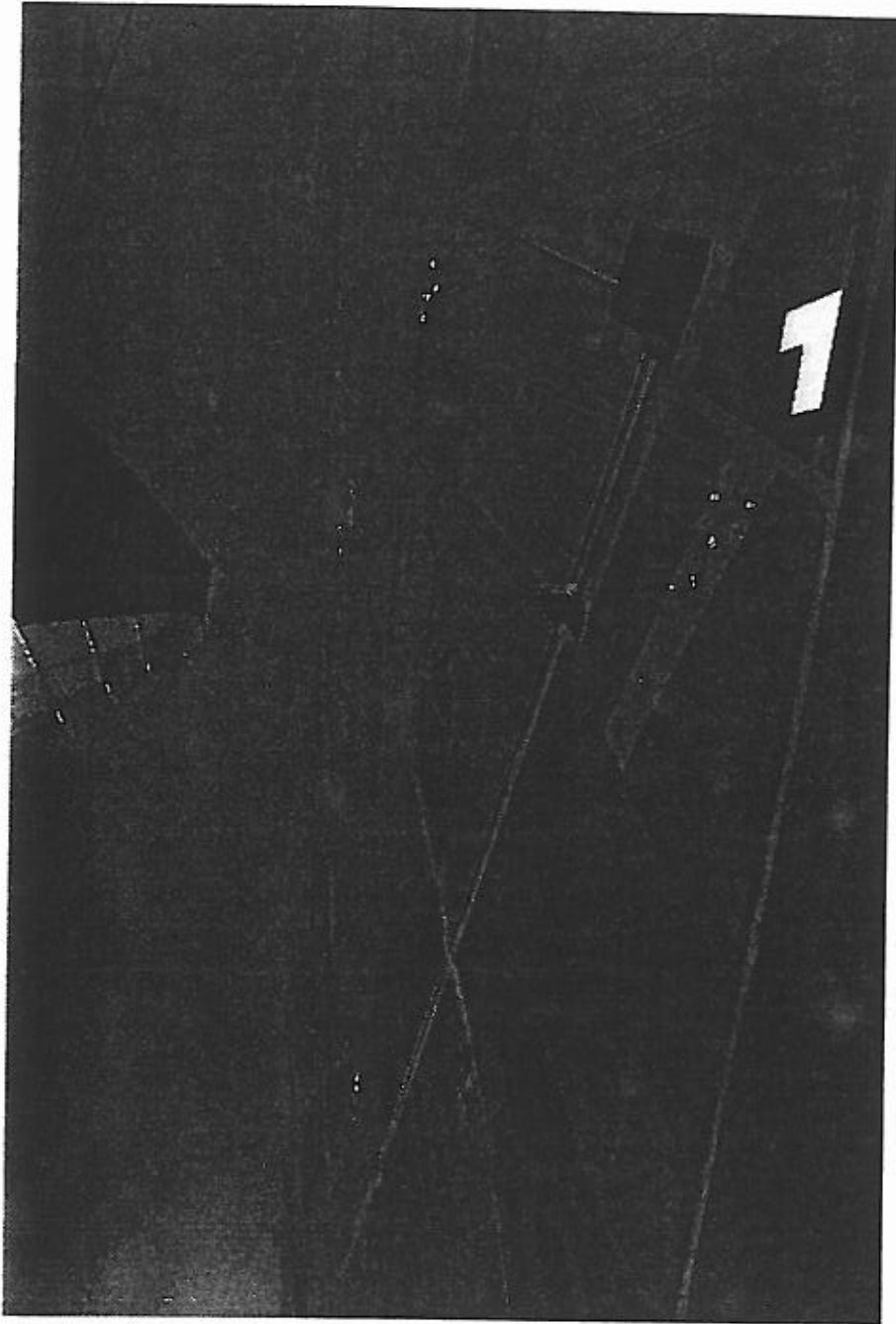


Figure 1 Virgo '99 (vue d'artiste)

Table des Matières

1	Introduction. <i>Virgo</i>.	19
1.1	Bases de la théorie des ondes gravitationnelles	20
1.1.1	La mécanique newtonienne	20
1.1.2	La relativité restreinte	21
1.1.3	La relativité générale	22
1.1.4	L'approximation du champ faible : les ondes de gravitation	24
1.2	Sources de rayonnement gravitationnel	26
1.2.1	Les sources terrestres	26
1.2.2	Une source célèbre : PSR1913+16	26
1.2.3	Les supernovae	27
1.2.4	Les pulsars	28
1.2.5	Les binaires compactes	29
1.2.6	Les sources exotiques	30
1.3	Détecteurs de rayonnement gravitationnel	31
1.3.1	Les barres de Weber	31
1.3.2	Les antennes interférométriques	33
1.4	<i>Virgo</i>	35
1.4.1	Développement de l'optique dans <i>Virgo 1992—1995</i>	36
1.5	Les retombées de l'expérience <i>Virgo</i>	36
1.6	Références bibliographiques	38
2	Les composants optiques passifs de <i>Virgo</i>	39
2.1	Introduction	39
2.2	<i>Virgo'99</i>	40
2.2.1	Rayons de courbure	43
2.2.2	Angles entre les faces	43
2.2.3	Réfectivité des traitements anti-reflet.	44
2.2.4	Réfectivité de la lame séparatrice et des traitements $R = 0,85$	46

2.2.5	Réfectivité des miroirs R_{\max}	46
2.2.6	Egalité des coefficients de réflexion des paires de miroirs.	46
2.2.7	Déformation du front d'onde transmis	47
2.2.8	Déformation du front d'onde réfléchi	49
2.2.9	Absorption en surface	49
2.2.10	Défauts des substrats	50
2.3	<i>Virgo</i> '97	51
2.3.1	Fonctionnement de <i>Virgo</i> '97 et méthodes de calcul	51
2.3.2	Spécifications des composants	52
2.3.3	Tolérances sur les courbures de <i>MR1</i> '97, <i>MR2</i> '97.	53
2.3.4	Tolérances sur les absorptions, transmissions et réflexions de <i>MR1</i> '97, <i>MR2</i> '97 et <i>BS</i> '97.	55
2.3.5	Simulations futures	57
2.4	Références bibliographiques	58
3	Pertes par absorption	61
3.1	Introduction	61
3.2	L'effet mirage	61
3.2.1	Généralités	61
3.2.2	Principe de la méthode mirage	63
3.2.3	Calcul de la déviation du faisceau sonde	63
3.3	Sources d'absorption et méthodes de fabrication	72
3.4	Effets de l'absorption sur la sensibilité de <i>Virgo</i>	72
3.5	Description de l'expérience	74
3.5.1	Le banc Mirage	74
3.5.2	Amélioration et limitations de la sensibilité et de la précision	76
3.5.3	Mesures à basse pression	81
3.6	Résultats	83
3.6.1	Miroirs commerciaux	84
3.6.2	Miroirs <i>Virgo</i>	85
3.6.3	Commentaires sur les mesures d'homogénéité	87
3.7	Conclusion	88
3.8	Références bibliographiques	89
4	Réfectivité	91
4.1	Introduction	91
4.2	Réfectivité des miroirs <i>Virgo</i>	91

4.3	Pertes totales	92
4.3.1	mesure d'un facteur de réflexion $R < 0,99$	92
4.3.2	Mesure d'un facteur de réflexion élevé ($R > 0,99$)	93
4.3.3	Théorie	95
4.3.4	Description de l'expérience	99
4.3.5	Résultats	105
4.4	Homogénéité du facteur de réflexion	106
4.4.1	Comment mesurer l'homogénéité de R	107
4.4.2	Description du montage	107
4.4.3	Principe de la mesure	110
4.4.4	Résultats	115
4.5	Conclusion	117
4.6	Références bibliographiques	119
5	Contrôle du front d'onde	121
5.1	Introduction	121
5.2	Etat de l'art en 1995	122
5.2.1	Etude des déformations - interféromètres	122
5.2.2	Etude de la rugosité	128
5.3	Effets des déformations, spécifications et méthodes de fabrication.	128
5.3.1	Effets des déformations	128
5.3.2	Spécifications	129
5.3.3	Méthodes de fabrication - <i>Coating correctif</i>	129
5.4	Mesures de planéité sans surface de référence.	132
5.4.1	Principe	132
5.5	Première configuration, mesure "absolue" de la dérivée seconde.	136
5.5.1	Présentation du montage	136
5.5.2	Procédures de réglage	138
5.5.3	Méthode de mesure	141
5.5.4	Performances	147
5.5.5	Résultats	149
5.6	Mesure "absolue" de la dérivée première	149
5.6.1	Présentation du montage	149
5.6.2	Procédure de réglage	152
5.6.3	Méthode de mesure	153
5.6.4	Reconstruction d'une carte complète	156

5.6.5 Performances	157
5.6.6 Résultats	160
5.7 Conclusion	161
5.8 Références bibliographiques	162
6 Conclusion et travaux futurs	167

Liste des Figures

1	Schéma de principe d'une barre de Weber (tiré de Gravitation M.T.W.)	32
2	Effet du passage d'une onde gravitationnelle sur un cercle de particules libres	34
1	Schéma de l'interféromètre <i>Virgo '99</i> . Les numéros des faces font référence au tableau des spécifications.	40
2	Effets des différentes sources de bruit sur la sensibilité attendue de <i>Virgo'99</i>	41
3	Mesure de l'angle entre les deux faces d'un composant à l'aide d'un interféromètre de fizeau. Une mesure en l'absence d'échantillon est nécessaire pour calibrer l'interféromètre.	44
4	Contraste en transmission d'un miroir constitué d'une face traitée anti-reflet et d'une face $R = 0,85$ (- - -) ou $R = 0,99$ (—), en fonction de l'anti-reflet.	45
5	Mesure d'un coefficient de réflexion spéculaire à l'aide d'un Wattmètre. Une calibration à l'aide d'un miroir R_{max} est nécessaire.	46
6	Schéma du banc de mesure de la déformation du front d'onde induite par la traversée d'un composant.	47
7	Diminution du rapport signal sur bruit de <i>Virgo '99</i> en fonction d'une absorption identique dans les traitements réfléchissants des miroirs d'entrée des cavités F-P.	49
8	Diminution du rapport signal sur bruit de <i>Virgo '99</i> en fonction d'une absorption différente dans les traitements réfléchissants des miroirs d'entrée des cavités F-P.	50
9	Schéma de l'interféromètre <i>Virgo '97</i>	52
10	Signal et bruit à la sortie de l'interféromètre en fonction des rayons de courbure de <i>MR1'97</i> et <i>MR2'97</i>	54
11	Diminution du rapport signal sur bruit en fonction des défauts de courbure des miroirs <i>MR1'97</i> et <i>MR2'97</i>	55

12	Diminution du rapport signal sur bruit en fonction du rayon de courbure de <i>MR1'97</i> (le second miroir a une courbure adaptée).	56
13	Paramètres utilisés pour la simulation de la lame séparatrice	57
14	Diminution du rapport signal sur bruit en fonction des paramètres de la face $R = 0,5$ de la séparatrice	58
15	Diminution du rapport signal sur bruit en fonction des paramètres de la face anti-reflet de la séparatrice.	59
16	Diminution du rapport signal sur bruit en fonction des pertes à l'intérieur du substrat de la séparatrice	59
17	Diminution du rapport signal sur bruit en fonction des pertes des miroirs <i>MR1'97</i> et <i>MR2'97</i>	60
1	Deux géométries de mesures par effet mirage couramment utilisées.	62
2	Chauffage à symétrie cylindrique.	65
3	Répartition du champ électrique dans un empilement de lames quart d'onde.	66
4	Longueurs caractéristiques à l'intérieur d'un miroir.	69
5	Mesure de l'amplitude en unités arbitraires de la déviation du faisceau sonde en fonction de la distance au centre du faisceau pompe. La déviation est théoriquement symétrique de part et d'autre du point central ou la déviation est nulle.	71
6	Schéma du banc mirage	75
7	Amplitude de la déviation du faisceau sonde en fonction du temps pour une modulation de 100 Hz.	78
8	Amplitude de la déviation du faisceau sonde en fonction du temps pour une fréquence de modulation de 2 kHz.	79
9	Support d'échantillon avec face avant sous basse pression.	81
10	Echantillon D94097. Amplitude du signal mirage. $\epsilon = 1.4\text{ppm}$	82
11	Echantillon D94097. Phase du signal mirage.	83
12	Comparaison déviation mirage à pression atmosphérique (—) et sous vide (⋯).	84
13	Progrès réalisés depuis 1992 par le groupe <i>Virgo</i> de Lyon	86
14	Mesure durant 9000 secondes de la déviation mirage induite par un miroir IPNL absorbant 1,4 ppm	87
15	Profil d'absorption d'une petite région du miroir PMS2. Longueur de balayage : 4 mm ; échelle verticale : 0.3 ppm/ μV	88

1	Trois utilisations possibles d'une cavité Fabry-Perot pour mesurer un coefficient de réflexion.	96
2	Contribution des différents faisceaux réfléchis au champ total transmis par la cavité Fabry-Perot	97
3	Forme des impulsions incidentes (· - ·) et transmises (—)	100
4	Shéma du banc de mesure de pertes totales.	101
5	Forme des impulsions incidentes	102
6	Profil typique des impulsions à la sortie de l'interféromètre (moyenne sur 1024 impulsions).	106
7	Calcul des pertes totales par ajustement linéaire du logarithme de l'intensité des impulsions. L'axe des abscisses est gradué en points, l'intervalle de temps entre deux points est de 20 ns.	107
8	Mesures des pertes totales en différents endroits de la surface d'un miroir plan.	108
9	Schéma du banc de mesure d'homogénéité	109
10	position des faisceaux sur la face semi-réfléchissante de la séparatrice	110
11	Position des faisceaux sur les lames du modulateur.	111
12	Banc de mesure d'homogénéité du coefficient de réflexion d'une lame séparatrice	112
13	$\delta R/R$ équivalent correspondant à des fluctuations du signal sur une période de 450 secondes.	115
14	Enregistrement typique sur deux miroirs argentés.	116
15	Variations relatives de réflectivité d'un miroir $R = 0,96$	117
1	Schéma d'un interféromètre de Fizeau	122
2	Les interférences entre le front d'onde réfléchi par la surface de référence (—) et celui réfléchi par l'échantillon (- - -) permettent d'évaluer $e(x,y)$	123
3	Schéma de l'interféromètre Zygo mkIV. L'image de l'interférogramme n'est pas formée directement sur la matrice CCD mais sur un disque dépoli tournant de manière à éliminer le speckle.	124
4	Schéma d'un interféromètre de Twyman-Green	125
5	Influence de la qualité de la surface de référence pour évaluer la forme de l'échantillon.	126
6	Milieux présents pour le calcul de la modification de la surface d'un miroir par ajout d'une couche de silice.	130

7	Déplacement de la "surface" du miroir en fonction de l'épaisseur de la dernière couche de silice.	132
8	Les différentes étapes de la correction de planéité par coating correctif.	133
9	Réflexion d'un faisceau laser sur une surface non plane	134
10	Schéma du premier banc avec prisme de Wollaston. (I) isolateur optique, (X) expandeur, (M) miroir, (P1) prisme calcite, (W) prisme de Wollaston, (C) cube, (L) lentille, (D) détecteur, (T) tube.	136
11	Trajectoire des rayons ordinaire et extraordinaire dans un prisme en calcite. La déviation du rayon extraordinaire est de 6° dans le prisme.	137
12	Position des spots sur le détecteur	137
13	Schéma du second banc sans Wollaston.	138
14	Schéma du système de centrage des faisceaux	139
15	Position des faisceaux sur l'échantillon par rapport aux axes de translation et de rotation du système de déplacement (En pointillés, positions idéales).	140
16	Fonction de transfert du banc de mesure en fonction des fréquences spatiales comprises entre 0 et $2/\delta r$	144
17	Position d'un point (x, y) par rapport aux quatre points utilisés pour calculer $z(x, y)$	146
18	Moyenne de six cartes réalisées avec un miroir solidaire du cube séparateur.	147
19	Schéma du banc de mesure absolue de la dérivée première d'une surface. Les deux faisceaux sont séparés dans un plan perpendiculaire à la figure.	149
20	Trajectoire et polarisation du faisceau de contrôle et du faisceau de mesure.	151
21	Influence d'un prisme équilatéral utilisé en réflexion interne totale, sur la déviation du faisceau de contrôle.	152
22	Allure de la fonction de transfert du banc de mesure en fonction de la fréquence spatiale des défauts, $w_0 = 250 \mu\text{m}$	155
23	Allure de la fonction de transfert en fonction de la période spatiale des défauts, $w_0 = 250 \mu\text{m}$	156
24	Six "profils" successifs mesurés sans déplacer l'échantillon	158
25	Sensibilité crête à crête à signal nul en fonction de la distance au centre du miroir.	159
26	Répétabilité crête à crête en fonction de la distance au centre du miroir.	160

27	Gradients de 10 profils successifs avant correction par le signal de contrôle	161
28	Gradients de dix profils après correction par le signal de contrôle. . .	162
29	Profil reconstruit par intégration avec les conditions $z = 0, dz/dr = 0$ au premier point.	163
30	Evaluation de la répétabilité crête à crête de la série de dix mesures en fonction de la distance au premier point du profil.	164

Liste des Tableaux

2.1	Spécification des composants optiques de <i>Virgo '99</i>	42
2.2	Spécification des composants optiques de <i>Virgo '97</i>	53
3.1	<i>Longueurs de diffusion thermique dans l'air et la silice</i>	68
3.2	Paramètres thermiques du pentoxyde de Tantale et de la silice en couches	70
3.3	Paramètres thermiques de l'air et de la silice massive	71
3.4	Paramètres du banc <i>Mirage</i>	85
3.5	<i>Coefficients d'absorption de différents échantillons commerciaux</i>	85
3.6	<i>Absorption de miroirs fabriqués par SMA-IPNL</i>	86
4.1	Temps caractéristiques entrant en jeu dans le problème.	95
4.2	$(1 - R)$ en ppm sous des atmosphères différentes	104
5.1	Sources des fluctuations de pointé des faisceaux supérieures à 14 nrad	143
5.2	Sensibilité crête à crête en fonction du nombre de cartes réalisées et de la distance au centre du miroir.	148

INTRODUCTION

Les ondes gravitationnelles, déformations locales de l'espace-temps prédites par la relativité générale d'Einstein et d'autres théories concurrentes, font l'objet depuis plus de trente ans de recherches, tant expérimentales que théoriques, très intenses. Le premier chapitre de cette thèse est une introduction au problème de la détection des ondes gravitationnelles. A l'heure actuelle, la voie la plus prometteuse de détection directe de ces ondes sur Terre semble être celle de l'interférométrie optique. Avant la fin du siècle, plusieurs expériences vont être menées en Europe, aux Etats-Unis, en Australie et au Japon pour mettre en évidence les effets du passage d'une onde sur un interféromètre de Michelson géant. Les effets attendus étant extrêmement faibles, une onde typique modifiant d'un millième de Fermi la longueur d'un bras de trois kilomètres, les besoins en composants optiques de qualité nécessitent

des efforts importants en recherche et développement, tant au niveau des méthodes de fabrication qu'à celui des procédures de contrôle.

Le laboratoire d'Optique de l'ESPCI est chargé depuis 1992 du développement des méthodes et outils de métrologie optique pour le projet franco-italien *Virgo*. Le choix des outils développés a été dicté par les résultats de simulations numériques, qui sont décrits dans le second chapitre. Nos efforts ont porté tout d'abord sur la mesure de l'absorption d'énergie dans les revêtements diélectriques multicouches de miroirs hautement réfléchissants. Les niveaux d'absorption rencontrés depuis un an, typiquement de l'ordre de 10^{-6} ou inférieurs, nécessitent un outil ayant une sensibilité encore jamais atteinte pour ce type de mesure. Le troisième chapitre présente le banc qui a été mis en oeuvre à cet effet et dont la sensibilité a été portée en dessous de 10^{-8} et montre également les progrès réalisés depuis trois ans dans ce domaine.

Le chapitre suivant est consacré à l'étude de la réflectivité de miroirs hautement réfléchissants, $R > 0,99995$. La mesure du coefficient de réflexion de tels composants peut être réalisée avec une précision meilleure que 3×10^{-5} par la mesure du temps de vol de photons dans une cavité Fabry-Perot. Les simulations ont montré qu'il était également très important de pouvoir évaluer l'homogénéité de ce coefficient avec une sensibilité de l'ordre de 10^{-4} . Cette mesure n'est pas courante et nous avons imaginé une méthode très simple, basée sur une mesure différentielle du coefficient de réflexion de deux échantillons semblables, qui nous permet de cartographier les variations de réflectivité de pièces quelconques avec la sensibilité requise.

Enfin, la déformation du front d'onde d'un faisceau laser lors de la réflexion sur un composant optique est une source importante de dégradation de la sensibilité d'un interféromètre tel que *Virgo*. Nous avons dû imaginer des méthodes de mesure sensibles à un large domaine de fréquences spatiales. Ces méthodes permettent de mesurer la topographie d'échantillons de plus de dix centimètres de diamètre dont les défauts de surface sont inférieurs à dix nanomètres crête à crête pour des périodes spatiales supérieures au centimètre, et inférieurs à un Angström pour des périodes spatiales de l'ordre du millimètre. Différents bancs basés sur l'évaluation locale du gradient de la surface de l'échantillon sont présentés dans le chapitre cinq. Ces bancs permettent d'explorer avec une grande sensibilité le domaine de fréquences spatiales autour de 1 mm^{-1} difficilement accessibles aux outils standards, interféromètres comme diffractomètres.

Chapitre 1

INTRODUCTION. *VIRGO*.

La détection directe des ondes gravitationnelles sur Terre est l'un des paris les plus ambitieux de l'astrophysique, de la physique expérimentale et de la technologie modernes. Après trente ans de recherches infructueuses avec des détecteurs peut-être mal adaptés à l'ampleur de la tâche, on aurait pu penser que le but n'était pas près d'être atteint. Mais avec la mise en route en 1992 du projet franco-italien *Virgo* et du projet américain LIGO on peut raisonnablement espérer détecter les ondes de gravitation avant la fin du XX^{ème} siècle.

Cette introduction a pour but de rappeler, si besoin est, que bien que l'antenne *Virgo* soit le fruit d'une recherche purement expérimentale en physique des lasers, en physique des matériaux, en optique, en mécanique, son premier objectif, avant de devenir un véritable observatoire astronomique, est de répondre à de nombreuses questions qui sont à la base de la théorie relativiste de la gravitation, classique et peut-être bientôt quantique.

Je vais essayer de donner dans ces premières pages une vision globale de la détection des ondes gravitationnelles. Tout d'abord j'expliquerai, en partant de la mécanique de Newton pour arriver à la relativité générale d'Einstein, comment on a été amené à soupçonner leur existence ; puis je dresserai une liste non exhaustive des sources attendues de rayonnement. Ensuite je décrirai les deux types de détecteurs, en donnant quelques détails techniques sur *Virgo*. En conclusion je dresserai une liste de certaines retombées possibles d'un tel projet dans les domaines technologiques, astronomiques et physiques. Une discussion plus détaillée sur les composants optiques passifs de *Virgo*, dont l'étude est le sujet de cette thèse, sera menée dans le chapitre suivant.

1.1 Bases de la théorie des ondes gravitationnelles

1.1.1 La mécanique newtonienne

La mécanique newtonienne postule l'existence d'une famille de référentiels privilégiés : les systèmes inertiels, dans lesquels les lois de la nature ont la forme décrite dans les *Principes Mathématiques de la Philosophie Naturelle* (1687). Ces systèmes de coordonnées sont amenés à ne se transformer qu'en suivant les lois de transformation du groupe de Galilée :

$$\begin{cases} t' = t + \tau \\ \mathbf{x}' = \mathbf{R}\mathbf{x} + \mathbf{v}t + \mathbf{x}_0 \end{cases} \quad (1.1)$$

où \mathbf{R} est une matrice de rotation, \mathbf{v} un vecteur vitesse, τ un scalaire ayant les dimensions d'un temps. La loi de transformation de la coordonnée t ne fait intervenir aucun paramètre de la loi de transformation de \mathbf{x} , ce qui signifie que la coordonnée t a la même valeur en tout point d'un référentiel même après transformation des coordonnées et que deux observateurs, liés à des référentiels différents, observant deux événements non simultanés, mesureront avec leurs horloges le même intervalle de temps $dt' = dt$ entre ces deux événements. Le vieillissement d'un objet, tout comme sa longueur, sont indépendants de son état de mouvement relativement à l'observateur inertiel qui a besoin de ce fait de deux étalons pour caractériser un événement : un étalon de temps et un étalon de longueur.

L'invariance des lois de Newton par ces transformations est le principe de relativité galiléenne. Ce principe n'est valable que dans un nombre restreint de systèmes de coordonnées ; qu'est-ce alors qui détermine le caractère inertiel de ces référentiels privilégiés ? Pour Newton il existe un référentiel particulier : l'espace absolu, inaltérable et infini ; les référentiels inertiels sont les référentiels au repos ou en mouvement de translation uniforme par rapport à cet espace absolu. L'espace a ici une réalité physique indépendamment des objets qu'il contient. A l'opposé de cette idée on trouve le principe énoncé par Mach qui veut que ce soient les masses de la Terre et de tous les corps célestes qui déterminent le caractère inertiel d'un référentiel. Pour Mach l'espace n'existe que parce qu'il contient de la matière, la perception de l'espace et de ses propriétés n'est possible que parce qu'il est peuplé d'étoiles, de nébuleuses...

L'opinion des physiciens a commencé à pencher du côté du principe de Mach lorsqu'on s'est aperçu que les équations de Maxwell n'étaient pas invariantes par les transformations de Galilée. Maxwell a essayé de sauver le concept d'espace absolu en imaginant que les ondes électromagnétiques se propagent dans un milieu : l'éther (de Fresnel), et que ses équations ne soient valables que dans les référentiels au repos

par rapport à ce milieu. La fameuse expérience de Michelson et Morley en 1881 montra l'impossibilité de mesurer la vitesse de la Terre par rapport à l'éther et donc l'impossibilité de confirmer son existence.

En 1905 Einstein proposa une théorie qui permettait d'expliquer simplement le résultat nul de l'expérience de Michelson et Morley et qui permettait aux équations de Maxwell d'être invariantes (de forme) par des transformations entre référentiels inertiels.

1.1.2 La relativité restreinte

L'élaboration de la relativité restreinte n'est pas venue d'une insuffisance de la mécanique classique, mais de l'impossibilité d'insérer la théorie électromagnétique dans le cadre des conceptions classiques du temps et de la distance.

Comme la mécanique newtonienne, la relativité restreinte postule l'existence d'une famille de systèmes de référence particuliers, les référentiels inertiels, dans lesquels les lois de l'électrodynamique et la vitesse de la lumière sont invariantes [1]. Les transformations de Galilée sont remplacées par d'autres transformations à dix paramètres, celles de Lorentz :

$$x'^{\mu} = \Lambda^{\mu}_{\nu} x^{\nu}, \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3 \quad (1.2)$$

ou on somme sur ν . $x^0 = ct$, $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$ et Λ est le tenseur de Minkowski qui a pour coordonnées, dans le cas simple d'une translation à la vitesse v suivant l'axe x :

$$\begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & \beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \quad \text{avec } \beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1.3)$$

Ces transformations ne laissent plus dt invariant mais la quantité appelée forme fondamentale :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2) = \eta_{\mu\nu} dx^{\mu} dx^{\nu} \quad (1.4)$$

$\eta = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ est appelé tenseur métrique de la relativité restreinte. La quantité ds/c est le vieillissement, c'est la quantité qui a, en relativité, le même sens que l'on donne à dt en mécanique classique. En relativité une horloge, qui mesure dt , ne peut mesurer le vieillissement d'un objet que si celui-ci est au repos dans le référentiel lié à l'horloge. De même un observateur ne peut mesurer la longueur propre d'un objet que s'il est au repos par rapport à celui-ci. La longueur d'un objet dépend de sa vitesse par rapport à l'observateur, mais comme en mécanique newtonienne, est indépendante du lieu et de l'instant de la mesure.

La relativité restreinte ne change pas nos idées sur les liens entre l'espace et la matière, mais modifie notre perception des quantités que sont le temps et la distance. L'espace-temps physique correspond à un espace pseudo-euclidien à quatre dimensions, le sous-espace (x,y,z) est lui, comme en mécanique classique, toujours euclidien. Le temps a , à un instant donné, la même valeur en tous les points de l'espace, mais cette valeur dépend de l'état de mouvement de chaque observateur ; ce n'est donc plus en relativité restreinte une valeur absolue. Le vieillissement d'un objet, qui est une caractéristique intrinsèque à l'objet, n'est plus mesurée par l'intervalle de temps dt , mais par le vieillissement ds/c qui est le même pour tous les observateurs ; c'est donc une notion absolue. De même la longueur d'un objet dépend de son état de mouvement par rapport à l'observateur mais la longueur propre, mesurée par un observateur au repos, est une caractéristique intrinsèque à l'objet et a un caractère absolu. Les deux étalons de mesure en relativité restreinte sont la vitesse de la lumière et, au choix, un étalon de temps ou un étalon de longueur (il s'agit d'un ou exclusif).

«Avant Maxwell, on pensait que toute la physique était invariante par les transformations de Galilée. Les équations de Maxwell ne le sont pas et durant un demi-siècle on a pensé que seule la mécanique obéissait au principe de relativité. Après Einstein il devint clair que les équations de la mécanique et de l'électrodynamique étaient invariantes, mais par le groupe de Lorentz et non celui de Galilée. Einstein a en définitive restauré le principe de relativité.» Stephen Weinberg dans 'Gravitation & Cosmology'.

La théorie de la relativité restreinte ne résout pas le problème posé par la mécanique newtonienne ; on ne sait toujours pas ce qui détermine le caractère inertiel d'un système de référence, on a besoin pour cela d'une théorie relativiste de la gravitation.

1.1.3 La relativité générale

La construction de la théorie de la relativité générale [2] débute en 1907 quand Einstein introduit le principe d'équivalence de la gravitation et de l'inertie. Ce principe est basé sur la propriété la plus fondamentale de toute la physique : l'égalité de la masse inerte et de la masse grave, comme l'ont montré Galilée, Newton, Eotvos, etc. Cette égalité implique qu'un champ gravitationnel externe, statique et homogène, ne peut être détecté par un observateur en chute libre dans un laboratoire car lui même, ses instruments de mesure et le laboratoire dans son ensemble sont soumis à la même accélération.

En réalité les champs de gravitation ne sont ni statiques ni homogènes, mais

si on ne s'intéresse qu'à une petite région d'espace-temps (petite dans l'espace et dans le temps) dans laquelle on peut considérer le champ de gravitation constant et uniforme, et par un choix judicieux du système de coordonnées, on peut masquer les effets de la gravitation par les forces d'inertie. Cela signifie qu'en tout point, on peut trouver un système de coordonnées particulier dans lequel la forme fondamentale ds^2 est localement celle de la relativité restreinte, soit $ds^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2)$.

On peut dire qu'Einstein apporte une réponse au problème de l'inertie à mi-chemin entre celles de Newton et de Mach. En effet les systèmes de référence inertiels sont déterminés par les champs gravitationnels locaux engendrés par toute la matière de l'Univers, mais une fois que l'on se donne un point d'espace-temps et un référentiel inercial local en ce point, les lois de la nature ne sont plus affectées par la présence des masses, proches ou lointaines, et ont la même forme qu'en relativité restreinte.

En pratique le choix d'un système de coordonnées n'est pas arbitraire mais dépend de la position des appareils de mesure dans le laboratoire ou de l'orientation des bras d'un interféromètre comme *Virgo*. Aussi en général on ne pourra pas utiliser ce système de coordonnées privilégié et la forme fondamentale aura une forme plus générale qu'en relativité restreinte :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.5)$$

où \mathbf{g} est le tenseur métrique de la relativité générale. Les champs de gravitation sont 'contenus' dans la métrique, les équations qui relient le tenseur métrique (donc les champs) aux sources sont les équations d'Einstein (1917) :

$$g^{\rho\sigma} \left(\partial_{\mu\nu}^2 g_{\rho\sigma} - \partial_{\mu\sigma}^2 g_{\rho\nu} - \partial_{\rho\nu}^2 g_{\mu\sigma} - \partial_{\rho\sigma}^2 g_{\mu\nu} \right) = -16\pi G \left(T_{\mu\nu} - g_{\mu\nu} T_\lambda^\lambda \right) \quad (1.6)$$

où $\partial_{\mu\nu}^2$ signifie $\partial^2 / \partial x^\mu \partial x^\nu$ et \mathbf{T} est le tenseur impulsion-énergie des sources du champ et G la constante de la gravitation universelle. Les champs de gravitation sont 'contenus' dans la métrique donc en général chaque élément de ce tenseur dépend de x, y, z , et t , cela a des conséquences sur la mesure des quantités physiques que sont le vieillissement et la longueur propre des objets. En effet, imaginons qu'un observateur dont les coordonnées d'espace sont $(0, 0, 0)$ veuille mesurer la distance d'un objet réfléchissant proche dont les coordonnées sont $(x_0, 0, 0)$. Pour cela il envoie un rayon lumineux sur l'objet et en déduit sa distance en mesurant le temps t d'aller et retour de la lumière et en multipliant ce temps par $c/2$. Sur le trajet des photons la forme fondamentale se réduit à :

$$ds^2 = g_{00} c^2 dt^2 + 2g_{01} c dt dx + g_{11} dx^2 \quad (1.7)$$

Mais d'après la définition du paramètre c qui est la vitesse de la lumière, celle-ci a la propriété d'avoir un vieillissement nul, soit $ds^2 = 0$ et la longueur déduite par l'observateur est :

$$L = x_0 \left(\frac{-g_{01} + \sqrt{g_{01}^2 - g_{00}g_{11}}}{g_{00}} \right) \quad (1.8)$$

Comme en général les composantes du tenseur métrique ne sont constantes ni dans le temps ni dans l'espace, la distance entre l'objet au repos et l'observateur dépend du temps bien que leurs coordonnées soient constantes. Les coordonnées n'ont plus de signification physique en relativité générale.

L'espace-temps physique correspond à un espace de Riemann à quatre dimensions ; le sous espace (x,y,z) n'est plus euclidien, on dit que l'espace-temps est courbe. Le vieillissement d'un objet est toujours une notion absolue en relativité générale mais la longueur propre d'un objet dépend du lieu et de l'instant de la mesure, elle dépend, par l'intermédiaire de la métrique, de la répartition des sources du champ de gravitation. Le concept de longueur doit disparaître en relativité générale et d'une manière pratique la mesure d'une 'longueur' doit nécessairement se ramener à la mesure du temps de vol de photons. Les étalons de référence sont donc les étalons de temps et la vitesse de la lumière.

On voit que le passage de la relativité restreinte à la relativité générale implique une remise en cause radicale de notre perception de l'espace, du temps, de la matière et de leurs interactions. Il n'est pas aisé d'abandonner la notion de distance qui nous est si familière et nous semble si naturelle, mais pour comprendre les ondes de gravitation il est nécessaire de se convaincre que l'on ne peut mesurer directement que des intervalles de temps.

Les équations d'Einstein sont fortement non-linéaires, mais dans le système solaire en général et sur Terre en particulier, le champ de gravitation est faible et on s'attend à ce que, en tout point d'espace-temps à la surface de la Terre, le tenseur métrique soit peu différent de celui de la relativité restreinte.

1.1.4 *L'approximation du champ faible : les ondes de gravitation*

Dans le cas où le champ de gravitation est faible on peut faire un développement au premier ordre de la métrique [3] :

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (1.9)$$

où η est la métrique de la relativité restreinte et h une matrice dont tous les éléments ont des valeurs absolues petites devant l'unité, et n'utiliser dans les équations

d'Einstein que les termes d'ordre zéro (termes newtoniens) pour le tenseur impulsion-énergie. Dans ce cadre d'approximations ces équations deviennent, avec un choix de jauge particulier (jauge harmonique) :

$$\square h_{\mu\nu} = -16\pi G (T_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu} T^\lambda_\lambda) \quad (1.10)$$

avec les neuf conditions :

$$\begin{cases} \partial_\nu h_\mu^\nu = 0 \\ h_\nu^\nu = 0 \\ h_{0\nu} = 0 \quad \forall \nu = 0, 1, 2, 3 \end{cases} \quad (1.11)$$

imposées par la jauge. Aux solutions de ces équations on peut ajouter toute solution des équations homogènes correspondantes :

$$\square h_{\mu\nu} = 0 \quad (1.12)$$

Ces équations représentent la propagation d'une onde à la célérité c , et sont l'équivalent gravitationnel des équations de propagation des ondes électromagnétiques dans le vide. La matrice \mathbf{h} n'a que deux composantes indépendantes que l'on note h_+ et h_\times . Dans le cas d'une propagation selon l'axe z elle s'écrit :

$$\mathbf{h} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (1.13)$$

On a vu que la 'distance'* entre objets dépend des composantes du tenseur métrique ; une onde de gravitation monochromatique a donc pour effet de modifier de manière périodique les 'distances' entre des masses test (mailles d'un cristal, miroirs d'un interféromètre, etc.). En utilisant (1.9) dans (1.8) on voit que les variations relatives de 'distance' ont une amplitude de l'ordre de grandeur des composantes de la matrice \mathbf{h} :

$$\frac{\delta L}{L} \approx h \quad (1.14)$$

La détection directe des ondes gravitationnelles se ramène donc à une mesure précise des effets que peuvent entraîner de telles modifications de 'distance'. Mais avant de pouvoir imaginer des détecteurs d'ondes gravitationnelles il est nécessaire d'avoir une idée de la nature des sources et de l'amplitude des signaux susceptibles d'être détectés sur Terre.

*Il s'agit bien sûr d'une quantité ayant les dimensions d'une longueur mais évaluée par la mesure du temps de vol de la lumière entre deux points à l'aide d'une horloge.

1.2 Sources de rayonnement gravitationnel

1.2.1 Les sources terrestres

Les ondes de gravitation issues de sources terrestres ont des amplitudes bien trop faibles pour qu'on puisse espérer les détecter dans un avenir proche (et même lointain). En voici quelques exemples, calculés par Ph. Tourrenc :

1. un électron plongé dans un champ électromagnétique émet de la lumière et des ondes gravitationnelles mais dans tous les cas la puissance perdue par rayonnement gravitationnel est négligeable devant celle perdue par rayonnement électromagnétique : $P_{gr}/P_{ét} < 10^{-44}$;
2. une barre d'acier de masse 100 tonnes, de 20 mètres de longueur tournant à la limite de rupture (30 rad/s) émet des ondes gravitationnelles dont l'amplitude à 100 mètres est : $h \approx 10^{-40}$;
3. les ondes engendrées par l'explosion de 3 milliards de mégatonnes de T.N.T. ont à 100 mètres une amplitude $h \approx 10^{-21}$ si toute l'énergie est convertie en ondes gravitationnelles.

Les seules sources dont on peut espérer détecter les effets directement sur Terre sont donc les sources astronomiques. Mais on peut également détecter les ondes gravitationnelles de manière indirecte, en observant leurs effets sur les sources émettrices elles-mêmes, le signal n'étant plus alors transporté par l'onde de gravitation mais par le rayonnement électromagnétique. De cette manière, grâce aux observations de R. A. Hulse et J. H. Taylor et aux travaux théoriques de T. Damour et N. Deruelle, on a déjà mis en évidence les ondes de gravitation émises par un couple particulier habitant la Galaxie : le pulsar binaire PSR1913+16. Cette découverte a offert aux observateurs Hulse et Taylor le prix Nobel de physique en 1993.

Les valeurs de l'amplitude des signaux gravitationnels ne sont pas connues de façon précise ; les chiffres donnés dans la suite de ce chapitre [9] ont été évalués au début des années 90 et sont donc susceptibles de changer avec l'amélioration des modèles de sources, avant la réalisation de *Virgo*.

1.2.2 Une source célèbre : PSR1913+16

PSR1913+16 est un système de deux corps liés par la gravitation, une étoile de 1,4 masses solaires et un pulsar de même masse [7], [8]. Il a été découvert en 1974. La présence du pulsar permet de faire des mesures très précises des paramètres orbitaux du système. En particulier de la période P du pulsar (que l'on connaît avec onze chiffres significatifs) et sa variation dP/dt .

Ce système perd de l'énergie sous forme d'ondes de gravitation, mais c'est un système gravitationnellement stable, on peut donc considérer qu'il est à chaque instant à l'équilibre viriel : lorsqu'il perd 1 joule d'énergie totale, il perd en fait 2 joules d'énergie potentielle et gagne 1 joule d'énergie cinétique, sa période diminue ainsi que la distance entre les deux étoiles.

La théorie de la relativité générale prédit une variation de la période du système suivant la loi :

$$\frac{dP}{dt} = \frac{-192\pi}{5c^5} \left(\frac{2P}{\pi}\right)^{\frac{5}{3}} \frac{G^{\frac{5}{3}} M_p M_* f(e)}{\sqrt{M_p + M_*}} \quad (1.15)$$

où P est la période du système, M_p , M_* les masses du pulsar et de l'étoile et $f(e)$ une fonction connue de l'excentricité de l'orbite. En mécanique newtonienne on aurait nécessairement $dP/dt = 0$. La mesure des paramètres orbitaux permet de donner des valeurs à P , e , M_p , M_* . En remplaçant ces valeurs dans l'équation précédente on trouve :

$$\frac{dP}{dt}_{\text{calculé}} = -2,40 \times 10^{-12} \quad (1.16)$$

Mais la présence du pulsar permet de mesurer directement cette valeur, on trouve :

$$\frac{dP}{dt}_{\text{observé}} = -(2,3 \pm 0,2) \times 10^{-12} \quad (1.17)$$

C'est une confirmation forte de l'existence des ondes de gravitation car on peut difficilement imaginer un autre phénomène de perte d'énergie dont tous les effets sur ce système binaire (diminution de la période ; circularisation de l'orbite ; précession du périhélie) aient exactement la même amplitude.

On peut séparer les sources observables de rayonnement gravitationnel en deux catégories : Les sources de longue durée, engendrant des phénomènes périodiques pas nécessairement très énergétiques ; les sources de courte durée, engendrant des phénomènes violents et très énergétiques (*bursts*).

1.2.3 Les supernovae

« Pulsations, expansion de l'enveloppe, vents, sont les caractéristiques des phases ultimes de l'évolution. Ce sont en quelque sorte les derniers soubresauts de l'étoile avant la catastrophe finale, une catastrophe cependant plus ou moins violente suivant la masse en cause. Ce sont les étoiles les plus massives qui provoquent l'un des événements les plus spectaculaires du ciel, l'apparition d'une supernova. Il s'agit d'une explosion gigantesque qui peut fournir pendant quelques jours une quantité d'énergie (électromagnétique) comparable à celle que rayonnent ensemble toutes les

centaines de millions d'étoiles de la galaxie à laquelle la supernova appartient.» C. Magnan dans *Astronomie Flammarion*.

Historiquement c'est vers ces sources que l'on s'est tourné en premier car les effondrements gravitationnels sont les phénomènes astrophysiques qui libèrent le plus d'énergie en un temps très court. L'amplitude des termes h_+ et h_\times est dans le cas des supernovae [4] :

$$h = 1,4 \times 10^{-21} \times \left[\frac{15 \text{ Mpc}}{r} \frac{1 \text{ kHz}}{f} \frac{\tau}{1 \text{ ms}} \sqrt{\frac{E}{0,01 M_\odot}} \right] \quad (1.18)$$

où r est la distance au détecteur, f la fréquence des ondes émises, τ la durée du *burst* et E l'énergie libérée sous forme d'ondes gravitationnelles. Avec un détecteur de sensibilité $h = 10^{-21}$ et un rapport signal sur bruit de 4, on détecte uniquement les supernovae dans le groupe local de galaxies (La Galaxie ; les nuages de Magellan ; Andromède), leur nombre est de l'ordre d'une dizaine par siècle. Par contre, si la meilleure sensibilité est $h = 10^{-22}$, on peut détecter les supernovae jusqu'à une distance de 50 Mpc, on englobe alors le super-amas de la Vierge et on arrive aisément à plus de 100 événements par an. Malheureusement les effondrements d'étoiles sont des phénomènes fortement symétriques, or un objet sphérique ne peut rayonner d'ondes de gravitation. On pense qu'au plus un pour cent des supernovae sont suffisamment asymétriques pour émettre des ondes gravitationnelles détectables, ce qui représente tout de même plus d'un événement par an.

Dans la catégorie des sources longue durée, on trouve les pulsars.

1.2.4 Les pulsars

Les pulsars sont des étoiles à neutron dont la vitesse de rotation est très élevée (période allant de quelques secondes à quelques millisecondes) et qui émettent, à partir de leurs pôles magnétiques, deux faisceaux très fins et intenses de rayonnement électromagnétique. On pense que ce sont les restes des supernovae (lors de l'explosion, le moment cinétique n'est pas éjecté avec les couches superficielles et se retrouve concentré dans le noyau). On en dénombre à peu près deux cents dans la Galaxie mais on ne peut voir que ceux dont l'un des faisceaux lumineux atteint la Terre. Grâce aux ondes de gravitation on pourra distinguer des pulsars invisibles de la Terre par les méthodes d'observation classique. On a déjà observé l'augmentation de la période de pulsars due à la perte d'énergie par rayonnement gravitationnel. L'atout de ces sources est la durée de l'émission qu'elles engendrent ; on a la possibilité d'intégrer le signal reçu sur des temps très longs, d'autant que les interféromètres *Virgo* et *LIGO* fonctionneront 24 heures sur 24, 365,25 jours par an. D'autre part on peut modéliser le signal reçu et ainsi disposer de filtres numériques . Ces objets font partie des

sources de prédilection pour *Virgo* malgré une prévision de l'amplitude des signaux de l'ordre de $h = 10^{-25}$.

1.2.5 Les binaires compactes

Le principe de l'émission par des systèmes binaires compacts est exactement le même que celui qui est observé dans PSR1913+16. La perte d'énergie sous forme d'ondes gravitationnelles entraîne une contraction de la distance qui sépare les deux membres du système, plus les deux compagnons s'approchent, plus l'émission devient intense. On peut espérer observer directement le rayonnement émis par des systèmes doubles du type (étoile à neutrons — étoile à neutrons) ou (étoile à neutrons — trou noir), voire même (trou noir — trou noir), dans les dernières secondes avant l'effondrement. Comme il s'agit de systèmes doubles on peut 'facilement' écrire les équations du mouvement et modéliser le signal émis sans (*trop*) se soucier de la structure interne du couple. Le temps durant lequel le signal pourra être capté dépendra entre autres de la sensibilité du détecteur et de la distance de la source.

Par exemple deux étoiles à neutrons de rayon 2 km, de masses $1,4 M_{\odot}$ et séparées par une distance de 200 km ont une période de 0,02 s. La fréquence de l'onde de gravitation engendrée est $f = 100$ Hz et ce couple effectue 200 révolutions avant de s'effondrer 2 secondes plus tard. On peut les voir jusqu'à une distance de 50 Mpc. Les détecteurs *Virgo* et *LIGO* seront sensibles en dessous de 40 Hz et on peut espérer voir les 4 dernières secondes de l'effondrement, ou les deux dernières secondes mais jusqu'à 100 Mpc.

Les problèmes majeurs posés par ces candidats est qu'on n'a pas une idée précise de leur nombre et que l'on ne dispose pas encore[†] les équations correctes de l'émission des ondes de gravitation. En effet dans les dernières secondes de l'effondrement on ne peut plus considérer que dans le voisinage des sources le champ est quasi-newtonien et créé par des masses ponctuelles ; on ne peut donc, dans les équations d'Einstein, se contenter de la forme newtonienne du tenseur énergie impulsion et on doit tenir compte des termes d'ordre supérieur au terme quadripolaire dans le développement multipolaire des termes sources. Si on tient compte de ces termes, on introduit de minuscules corrections dans la phase du signal, mais à la fréquence de rotation considérée, ces corrections accumulées deviennent vite mesurables. Par exemple dans le cas du couple précédent, entre le modèle de base qui ne considère que les termes d'ordre le plus bas, et le modèle qui inclut les termes d'un ordre supérieur, la variation de phase est de 8 % par période, en 0,1 s l'écart de phase est π ! Si on ne tient pas compte de ces effets qui deviennent importants dans les derniers instants de

[†]en 1992

l'effondrement, c'est à dire quand le spectacle devient intéressant, on obtiendra des filtres complètement inutilisables. Dans le cas d'un couple $N_\star - N_\star$ l'onde calculée avec correction est en opposition de phase avec l'onde calculée sans correction au bout d'un temps :

$$t = 1,09 \left(\frac{f}{100 \text{ Hz}} \right)^{-13/6} \text{ s} \quad (1.19)$$

soit en nombre de révolutions :

$$N = 0,2 \sqrt{\frac{f}{100 \text{ Hz}}} N_T \quad (1.20)$$

Sans correction le filtre ne sera plus adapté au signal après 20 % du temps d'observation et comme le rapport signal sur bruit varie comme la racine carrée du temps d'observation, on en perdrait 50 %. A des fréquences plus basses, c'est à dire lorsque les étoiles sont encore assez éloignées, le problème se pose également. Dans ce cas N_T est grand, f est petite et le système n'effectue qu'un petit nombre de révolutions avant que l'erreur sur la phase n'atteigne π . On arrive à la situation paradoxale suivante : les corrections à l'approximation quasi-newtonienne de la gravitation pour une période sont plus importantes pour un système de deux corps éloignés et de période longue que pour un système compact et de période courte. Pour pouvoir commencer les opérations de filtrage dès 40 Hz, il est nécessaire de calculer les deux ordres multipolaires suivant le terme quadripolaire électrique gravitationnel. En 1990 les calculs étaient encore impossibles à effectuer avec les calculateurs à disposition, mais comme on dispose encore de 4 à 5 ans avant d'avoir à disséquer les données, cela laisse le temps au matériel et aux méthodes numériques de faire des progrès, et aux théoriciens de trouver d'autres méthodes de résolution du problème à deux corps en gravitation relativiste.

Il me parait important de souligner ici que sans des algorithmes et des méthodes de filtrages rapides et performants, *Virgo* et LIGO seront complètement aveugles et se réduiront à de simples interféromètres de Michelson ; le développement des méthodes numériques est, parallèlement aux efforts réalisés en physique expérimentale, un point crucial de la réussite de ces projets.

En dehors des sources astrophysiques 'classiques', on peut espérer observer des signaux provenant d'objets et de phénomènes plus ou moins hypothétiques.

1.2.6 Les sources exotiques

Les noyaux actifs de galaxies

Certains astronomes pensent que le centre de nombreuses galaxies, la nôtre en particulier, est occupé par un trou noir géant de quelques dizaines de millions de

masses solaires qui accréte la matière environnante. L'intense émission d'énergie électromagnétique de tels systèmes permet de penser qu'une quantité d'énergie significative pourrait être émise sous forme d'ondes gravitationnelles.

Le fond stochastique

A l'instar du rayonnement cosmologique à 2,7 K, il s'agirait d'un rayonnement fossile. Il pourrait provenir du Big Bang, de phénomènes s'étant déroulés dans l'Univers primordial, comme la formation des galaxies. S'il est suffisamment intense pour pouvoir être détecté, ce signal aura la signature spectrale d'un bruit et pour pouvoir l'extraire du 'vrai' bruit de l'appareil, lié aux événements terrestres locaux, il sera nécessaire de procéder à des corrélations entre les signaux recueillis par plusieurs détecteurs répartis sur la surface de la Terre.

Les cordes cosmiques

Ces objets sortent tout droit de l'imagination des astronomes qui cherchent la clef de la formation des galaxies. Elles ont des densités incroyables, seulement une dimension (d'où leur nom), et se déplacent à la vitesse de la lumière. La condensation de la matière dans leur sillage doit expliquer les premiers stades de la formation des galaxies.

Le problème d'une détection éventuelle de telles sources est que l'on n'est pas près de disposer de modèles des signaux émis, et on ne pourra séparer le signal du bruit qu'en étudiant les corrélations entre les données recueillies par plusieurs antennes.

Après ce rapide tour d'horizon des sources possibles nous pouvons nous tourner vers l'étude des détecteurs.

1.3 Détecteurs de rayonnement gravitationnel

Le pionnier de la détection des ondes de gravitation est Joseph Weber. A partir des années 60 il a commencé à construire des détecteurs à barre dits : 'barres de Weber'.

1.3.1 Les barres de Weber

Le concept de ce type de détecteur est simple. Schématiquement (voir figure 1) on a deux masses couplées par un ressort, créant un oscillateur à la fréquence ω_{barre} , amorti par les pertes dans cet oscillateur.

Les premières barres de Weber [5], [6] étaient des cylindres d'aluminium isolés des bruits sismiques et enfermées dans des enceintes à vide. Le principe de la détection peut s'exposer comme suit : une onde de gravitation traversant le cylindre en excite,

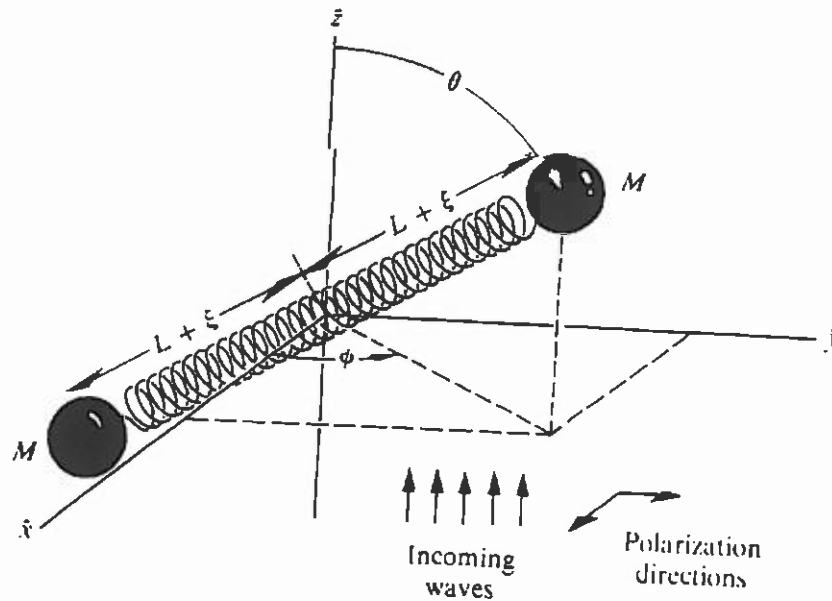


Figure 1 Schéma de principe d'une barre de Weber (tiré de Gravitation M.T.W.)

par sa composante de Fourier à ω_{barre} , la résonance fondamentale ; des capteurs piezo-électriques fixés sur la barre en mesurent les effets qui sont une variation de la 'longueur' propre de la barre. La forme cylindrique avait été choisie car il en résulte une structure harmonique simple. Aujourd'hui on utilise également des barres en niobium et en saphir et de formes différentes.

Weber a affirmé avoir détecté des signaux et des corrélations entre deux antennes mais aucune autre expérience n'a pu confirmer ses résultats[†]. Ces détecteurs doivent faire face à plusieurs problèmes de taille :

— ce sont des détecteurs très sélectifs qui ne peuvent capter que des signaux dont la fréquence est celle de leur mode de vibration. Ils sont accordés pour détecter des événements catastrophiques et ont en général une fréquence de résonance longitudinale fondamentale d'à peu près 1 kHz, soit une longueur de l'ordre de 2 m ;

— Ils ont une sensibilité trop faible, les dernières barres construites, bien qu'utilisant des méthodes perfectionnées de refroidissement, arrivent difficilement à atteindre une sensibilité $h \approx 10^{-19}$. Le bruit thermique qui excite le mode fondamental limitait sérieusement la sensibilité des premières antennes qui fonctionnaient à température ambiante. Aujourd'hui la limite pratique vient des détecteurs de mou-

[†]Même la supernova de janvier 1987, SN1987A, qui avait pourtant explosé dans le voisinage de la Galaxie, dans le Grand Nuage de Magellan, n'a pas été détectée. Il faut dire qu'à cette époque toutes les antennes cryogéniques les plus sensibles étaient en maintenance.

vement ;

— on ne peut guère espérer atteindre une sensibilité supérieure à 10^{-20} . En effet, une onde de cette amplitude excitant un mode dépose dans une barre typique l'énergie d'un seul phonon ; comment penser alors mesurer des amplitudes plus faibles ? Certains suggèrent que des effets collectifs dans les barres peuvent permettre de dépasser cette limite quantique ;

— enfin ces détecteurs ne peuvent être utilisés comme instruments astronomiques. En effet ils ne peuvent observer que des sursauts, par définition large bande, mais en raison de leur grande sélectivité en fréquence ($\Delta\omega \approx 0, 1\omega_{\text{barre}}$) ils ne permettent pas de reconstruire l'évolution temporelle d'un éventuel signal incident.

En dépit de ces nombreux problèmes les barres restent populaires car elles ont des avantages certains par rapport aux détecteurs interférométriques : Une barre de Weber à un prix dix fois moins élevé qu'un interféromètre, son encombrement est faible et il en existe déjà un nombre important.

En 1989 on comptait à la surface de la Terre 14 barres dont 4 refroidies en dessous de 100 mK et 5 autres en dessous de 4,2 K. Il n'y a pas de barre en activité en France à l'heure actuelle bien qu'une ait été construite à l'observatoire de Meudon. Deux nouvelles barres devraient être construites avant l'an 2000, une au CERN et une en Australie, elles auront des sensibilité de l'ordre de 10^{-20} .

En fait, dès le début des années 60, alors que l'on commençait à construire les premières barres de Weber, l'idée d'antenne interférométrique était déjà dans l'air mais la technologie de l'époque ne permettait pas d'envisager sérieusement un tel projet.

1.3.2 Les antennes interférométriques

Une onde de gravitation agit sur un interféromètre de Michelson en modifiant le temps d'aller et retour de la lumière dans chacun des bras. On peut représenter schématiquement l'effet d'onde plane se propageant suivant la direction z et tombant sur un cercle de particules libres dans un plan xOy (voir figure 2). Les coordonnées de ces particules (des miroirs par exemple) sont :

$$\begin{cases} z = 0 \\ \varphi \in [0, 2\pi] \\ r = r_0 = \text{cte} \end{cases} \quad (1.21)$$

Ces particules sont fixes dans le référentiel local de l'observateur, leurs coordonnées sont constantes. Sur la figure, le temps que met la lumière pour aller de l'origine du référentiel à un point quelconque du cercle de particules, est représenté par la

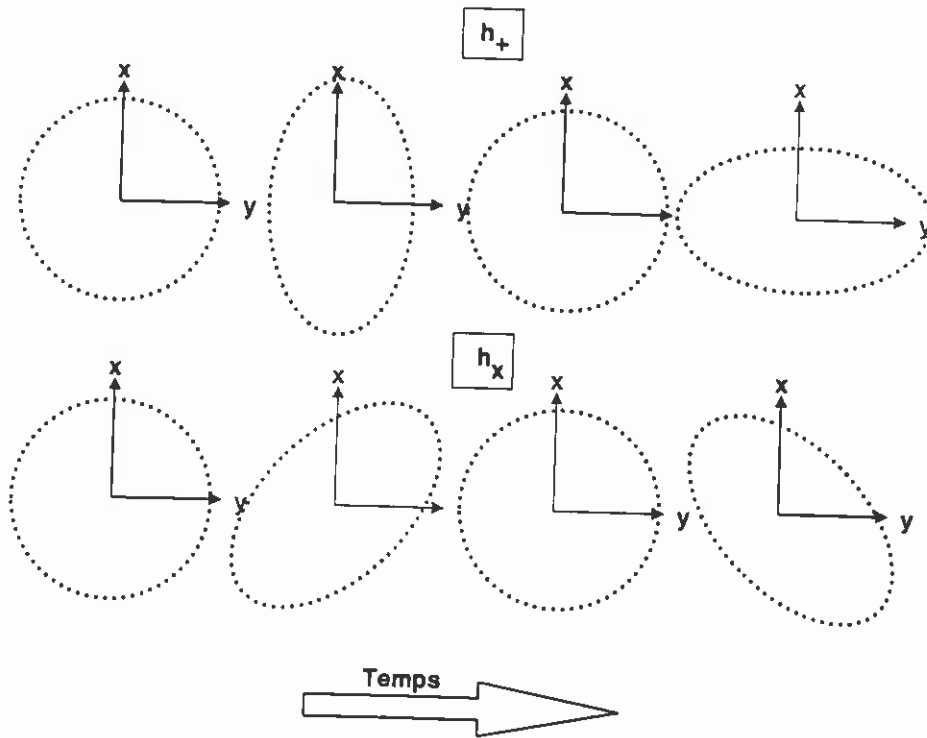


Figure 2 Effet du passage d'une onde gravitationnelle sur un cercle de particules libres

distance entre O et le point correspondant de l'ellipse. Les ellipses ne représentent pas les coordonnées des particules au cours du temps mais le temps mis par la lumière pour les atteindre. En l'absence d'onde gravitationnelle ce temps est le même quel que soit la direction de propagation de la lumière et quel que soit le temps. En présence d'une onde on voit que si les miroirs d'un interféromètre sont placés en A et B et la séparatrice en O, les temps de parcours t_{OA} et t_{OB} varient lors du passage de l'onde de gravitation. La position par rapport à l'interféromètre des axes x , y , z dépend du type d'événement observé et des positions relatives de la source et de l'antenne. En général on mesurera une combinaison linéaire de h_+ et h_x . On peut calculer rapidement le déphasage entre les rayons issus des deux bras :

$$\begin{aligned}
 ds^2 &= g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \\
 &= (\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}) dx^\mu dx^\nu \\
 &= c^2 dt^2 - (1 - h_+) dx^2 - (1 + h_+) dy^2 - 2h_x dx dy
 \end{aligned} \tag{1.22}$$

mais le vieillissement de la lumière est nul ($ds^2 = 0$). Dans le cas simple où les bras sont orientés par hasard suivant les axes Ox et Oy on ne ressent pas les effets de h_x . Les coordonnées des miroirs sont $(0, L, 0)$ et $(L, 0, 0)$, L est la longueur propre des

bras en absence d'onde gravitationnelle. On trouve alors que le temps de parcours aller et retour de la lumière dans les bras est :

$$\begin{cases} t_1 = 2\frac{L}{c}\sqrt{1-h_+} & \text{dans un bras} \\ t_2 = 2\frac{L}{c}\sqrt{1+h_+} & \text{dans l'autre} \end{cases} \quad (1.23)$$

cette différence entre t_1 et t_2 entraîne un déphasage :

$$\phi = 2\pi\nu(t_2 - t_1) \approx \frac{4\pi\nu L h_+}{c} \quad (1.24)$$

avec ν étant la fréquence de la lumière utilisée dans l'interféromètre.

Ces déphasages étant extrêmement faibles, le schéma de ces détecteurs est plus compliqué que celui d'un simple interféromètre de Michelson. Chaque bras est une cavité Fabry-Perot, ce qui permet d'augmenter le déphasage, la longueur efficace des bras, sans pour cela augmenter démesurément leur longueur réelle. D'autre part on a besoin d'une puissance lumineuse très importante à l'intérieur des cavités, on est alors amené à recycler la lumière du laser : on règle l'interféromètre sur une frange noire en l'absence de signal, toute la lumière repart donc vers le laser, il suffit de placer un miroir de renvoi devant le laser pour réinjecter la quasi totalité de la puissance lumineuse dans l'interféromètre, qui n'est donc plus en définitive qu'une seule cavité résonnante. Ce système sera également adopté dans le projet LIGO (Drever a eu l'idée du procédé et Jean-Yves Vinet du groupe *Virgo* a réalisé les travaux théoriques). A l'heure actuelle deux projets sont en cours de réalisation : l'expérience franco-italienne *Virgo* [11] dont les bras auront une longueur de trois kilomètres, et le projet américain LIGO [10] qui prévoit la réalisation de deux interféromètres avec des bras de 4 km. Trois est le nombre minimum d'antennes nécessaire pour mesurer les deux états de polarisation des ondes gravitationnelles et avoir une bonne directivité, une coopération entre les deux projets est donc indispensable pour l'étude des coïncidences des signaux reçus et l'interprétation des résultats. D'autres projets sont à l'étude actuellement, l'un est australien : AIGO, un second est anglo-allemand : GEO, et il existe également un projet japonais.

1.4 *Virgo*

Virgo utilisera comme source lumineuse un laser Nd-YAG ($\nu = 281,96 \times 10^{12}$ Hz). L'expérience a pour objectif une sensibilité meilleure que 10^{-21} pour une impulsion d'une milliseconde, ce qui, pour des bras de 3 km de longueur réelle et de 150 km de longueur effective, correspond à un déphasage $\phi \approx 1,77 \times 10^{-9}$ rad, soit $2,8 \times 10^{-10}$ franges. Pour obtenir une telle sensibilité les efforts doivent porter essentiellement

sur trois points : il faut tout d'abord créer une source lumineuse de forte puissance, très stable tant en puissance et fréquence qu'en direction, et avec une forme de front d'onde parfaite[§] ; ensuite il faut atténuer au maximum les effets des sources locales de bruit, en particulier les bruits sismiques et enfin il est nécessaire de disposer de composants optiques adaptés à la géométrie du faisceau incident de telle manière que celui-ci ne soit pas déformé ou atténué lors de chacune de ses nombreuses réflexions et réfractions. Le détail des performances souhaitées et des conséquences de défauts des composants optiques sera discuté plus en détail dans le prochain chapitre.

1.4.1 Développement de l'optique dans *Virgo* 1992—1995.

Jusqu'en 1992-93 le développement de la partie optique du projet avait surtout été axé sur le choix de la configuration de l'interféromètre basé sur des simulations et les efforts de recherche et développement portaient sur le laser source (géométrie, stabilisation...). La recherche en métrologie a débuté au Laboratoire d'Optique de l'ESPCI à partir de 1992 en parallèle avec l'optimisation des méthodes de fabrication menée à Lyon et devra se poursuivre au moins jusqu'en 1999 avec la réalisation des composants optiques définitifs de cette première génération d'antenne.

1.5 Les retombées de l'expérience *Virgo*

Quelles que soient les retombées scientifiques du projet, *Virgo* est dès à présent un stimulateur pour la recherche expérimentale et la recherche industrielle. La réalisation de chaque élément de *Virgo* est un défi pour les groupes de recherche et les industriels impliqués, ceux-ci doivent réaliser des investissements dans la recherche de nouveaux procédés et dans l'amélioration des procédés existant, dans les domaines de l'optique, du vide, de l'électronique, etc. L'astronomie classique va sûrement encore se développer et progresser énormément, depuis quelques décennies elle a déjà quitté la Terre pour observer l'Univers depuis des satellites et pendant le prochain siècle elle va peut-être utiliser la Lune comme site d'observation, si celle-ci ne devient pas la poubelle de la Terre. Mais si les ondes de gravitation sont détectées (elles le seront), elles risquent de modifier radicalement notre vision de l'Univers tout comme la lunette de Galilée l'avait modifiée en son temps, car elles nous doteront d'un sens supplémentaire. Elles deviendront un outil puissant pour la physique fondamentale en apportant trois nouveaux tests de la gravitation relativiste :

— beaucoup de théories concurrentes à la relativité générale prédisent l'existence des ondes de gravitation et la détermination de leur polarisation, ampli-

[§] Les tolérances sur les déformations du front d'onde sont données dans le chapitre suivant.

tude et direction permettra d'éliminer toutes les théories qui ne seront pas en accord avec les observations, peut-être la relativité générale elle-même ;

— si on arrive à observer un phénomène astronomique à la fois avec les détecteurs d'ondes gravitationnelles et avec les détecteurs de rayonnement électromagnétique, on pourra comparer la vitesse de propagation des photons à celle des ondes de gravitation, on pourra alors donner une limite supérieure à la masse du graviton, particule hypothétique associée à l'onde de gravitation comme le photon l'est à l'onde électromagnétique ;

— les observations effectuées jusqu'à présent (PSR1913+16) ne faisaient intervenir que des champs gravitationnels faibles. Les ondes de gravitation permettront de tester les théories relativistes de la gravitation en champ fort.

On pourra également obtenir des informations sur les objets astrophysiques :

— les observations de *bursts* d'effondrements gravitationnels nous apprendront quelle proportion d'effondrements produisent des supernovae, quel est le rôle du moment cinétique dans ces événements, quelles sont les caractéristiques de l'objet compact engendré, trou noir, naine blanche ou étoile à neutrons ;

— nous saurons peut-être enfin si les trous noirs existent ;

— la possibilité de voir des objets inaccessibles aux méthodes classiques de l'observation astronomique, la plupart des pulsars, étoiles à neutrons, nous permettra de disposer d'indicateurs fiables de leur nombre et de leur répartition ;

— L'observation des coalescences de binaires permettra, en l'espace d'un ou deux ans d'observation de mesurer la constante de Hubble avec une incertitude de quelques pour cent, son incertitude à l'heure actuelle étant de 100 %. Cela permettra immédiatement de déterminer l'âge de l'Univers et les distances entre les galaxies avec la même précision.

1.6 Références bibliographiques

1. L. Landau et E. Lifchitz, *Théorie des champs*, quatrième édition, Mir Moscou (1989).
2. S. Weinberg, *Gravitation & Cosmology*, John Wiley & Sons, New York (1972).
3. C. W. Misner, K. S. Thorne et J. A. Wheeler, *Gravitation*, W. H. Freeman, New York (1973).
4. S. L. Shapiro et S. A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*, John Wiley & Sons, New York (1983)
5. J. Weber, "Evidence for Discovery of Gravitational Radiation," *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1320-1324 (1969).
6. J. Weber, "Gravitational Radiation Experiments," *Phys. Rev. Lett.* **24**, 276-279 (1970).
7. R. A. Hulse et J. H. Taylor, "Discovery of a Pulsar in a Binary System," *Astrophys. J. Lett.* **195**, L51, (1975).
8. J. H. Taylor et J. M. Weisberg, "A New Test of General Relativity : Gravitational Radiation and the Binary Pulsar PSR1913+16," *Astrophys. J.* **253**, 908 (1982).
9. B. F. Schutz, "Gravitational Wave Sources and Their Detectability," *Class. & Quant. Grav.* **6**, 1761-1780 (1989).
10. A. Abramovici, W. E. Althouse *et al*, "LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory," *Science* **256**, 325-333 (1992).
11. C. Bradaschia, R. DelFabbro *et al*, "The *Virgo* Project - A Wide Band Antenna for Gravitational-Wave Detection," *Nucl. Instr. Meth. Phys. A* , 518-525 (1990).

Chapitre 2

LES COMPOSANTS OPTIQUES PASSIFS DE VIRGO

2.1 Introduction

La sensibilité que *Virgo* peut atteindre pour devenir un instrument d'observation dépend essentiellement de la qualité de ses composants optiques passifs. Les spécifications de ces composants les placent devant les plus performants jamais réalisés. Deux étapes sont nécessaires avant leur fabrication : le développement des outils de métrologie capables de les tester, mais aussi et avant tout, des simulations permettant de donner les spécifications des caractéristiques optiques et les tolérances sur ces spécifications. Ce chapitre est consacré à la description des divers composants constituant *Virgo* ainsi qu'aux méthodes de simulation. Nous ne nous intéressons pas aux composants du banc d'injection (laser, mode cleaner*, télescope) ni à ceux du banc de détection (télescope, mode cleaner), mais uniquement à ceux de l'interféromètre proprement dit.

Pour pouvoir mettre au point les systèmes d'asservissement ainsi que les bancs d'injection et de détection, *Virgo* sera construit en deux étapes: *Virgo'97* sera un interféromètre de Michelson avec un miroir de recyclage (voir fig. 9), puis la mise en place des grands bras transformera *Virgo'97* en *Virgo'99*. Deux jeux de composants différents seront nécessaires pour ces deux interféromètres. Les figures 1 et 9 schématisent les deux géométries d'interféromètre qui seront mises en oeuvre. Dans les chapitres qui détailleront les outils de métrologie nous n'utilisons que les spécifications de *Virgo'99* pour la simple raison que les simulations de *Virgo'97* n'ont commencé qu'au début de l'année 1995. Les simulations de *Virgo'99* ont été réalisées par Patrice Hello et Jean-Yves Vinet, nous nous contenterons donc de les récapituler en les commentant et en soulignant les contraintes qu'elles doivent imposer sur la définition des instruments de mesure. Certains instruments seront passés en revue dans ce chapitre et ceux qui ont fait l'objet d'un développement particulier seront

*Des cavités triangulaires seront utilisées à l'entrée et à la sortie de l'interféromètre pour filtrer les modes, nous avons utilisé dans ce chapitre le terme anglais "mode cleaner".

décrits dans les chapitres suivants. Le Laboratoire d'Optique a aussi été chargé de donner les spécifications de *Virgo'97*, aussi nous décrivons également les méthodes utilisées pour simuler cet interféromètre.

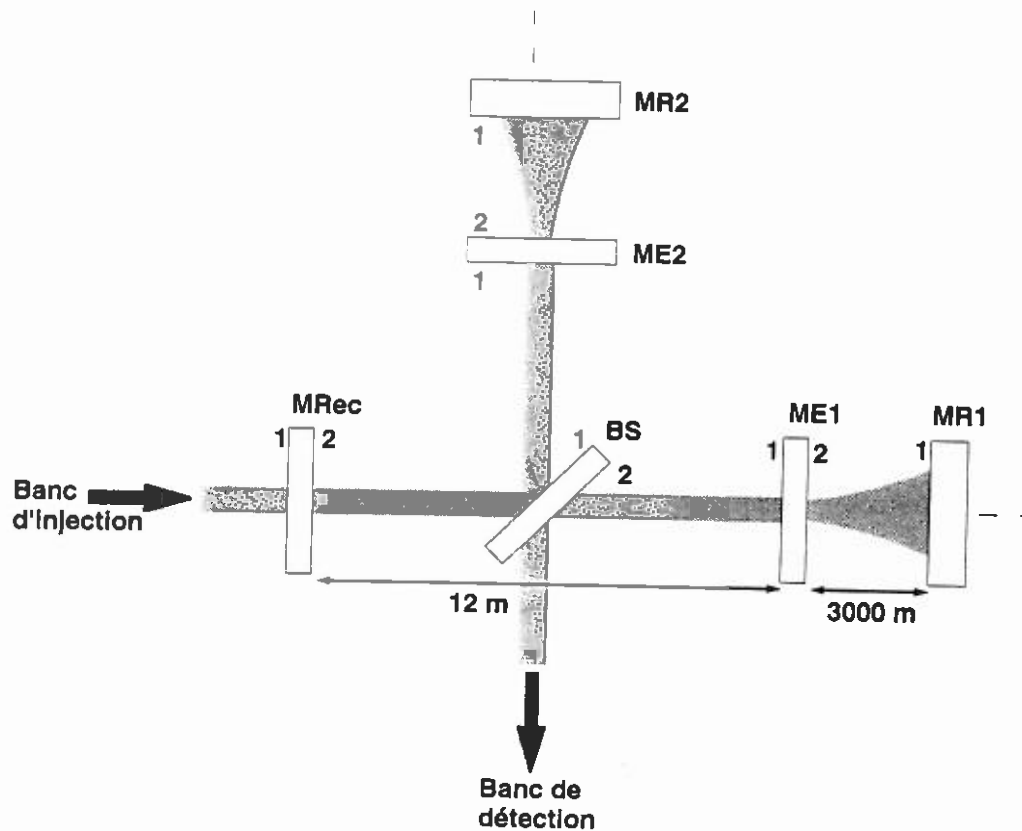


Figure 1 Schéma de l'interféromètre *Virgo '99*. Les numéros des faces font référence au tableau des spécifications.

2.2 *Virgo'99*

En dehors des bruits sismiques qui affecteront la sensibilité de *Virgo* à basse fréquence et des bruits thermiques dominants entre 50 et 300 Hz, le bruit de photons sera la source essentielle de bruit au dessus de 300 Hz (voir figure 2). Pour diminuer son influence, une puissance importante doit être accumulée dans l'interféromètre. La technique de recyclage consiste à faire travailler l'interféromètre à la frange noire et à réinjecter l'énergie qui quitte l'appareil dans la direction de la source en insérant à l'entrée un miroir de facteur de réflexion élevé. De cette manière, avec l'utilisation de cavités Fabry-Perot dans chacun des bras, la puissance stockée dans les bras est de l'ordre de cinquante kilowatts pour une source de 20 Watts. Cette méthode de

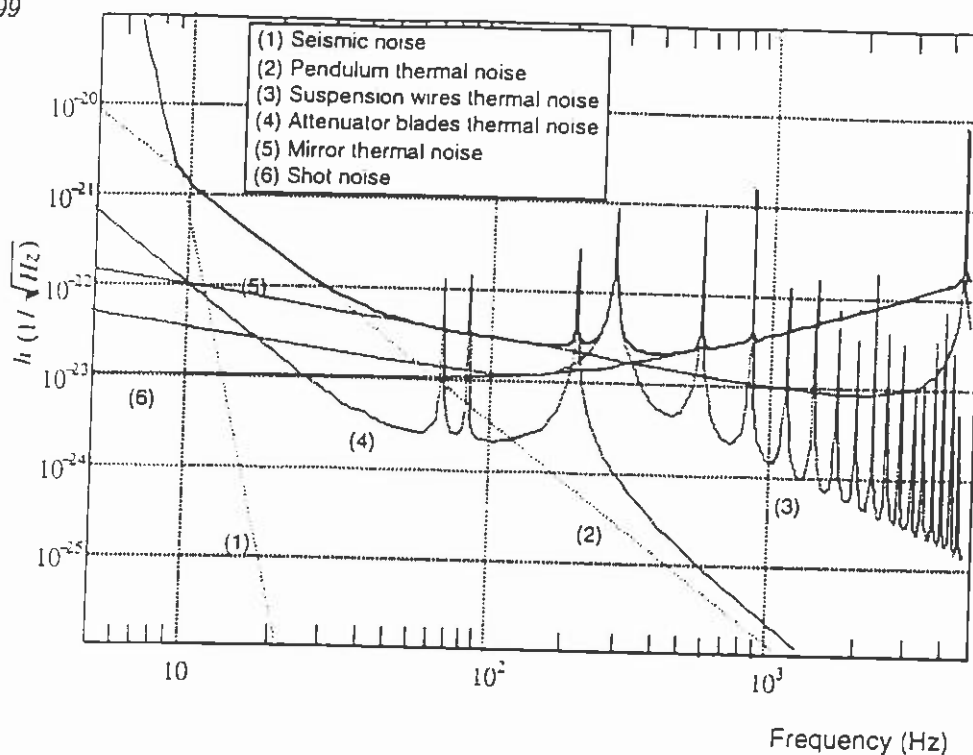


Figure 2 Effets des différentes sources de bruit sur la sensibilité attendue de *Virgo'99*.

fonctionnement à la frange noire nécessite une parfaite symétrie des deux bras, donc des tolérances très sévères sur l'égalité des formes et des coefficients de réflexion des composants. De plus, les puissances stockées étant importantes, l'absorption des revêtements ou des substrats peut modifier la forme des faisceaux, elle doit être faible et identique dans les deux bras.

Virgo'99 comporte six composants dont quatre forment des paires, et neuf surfaces se trouvent à l'intérieur de l'interféromètre.

Le tableau 2.1 donne les spécifications de ces différents composants telles qu'on les trouve dans le *Virgo Final Conceptual Design (1992)*. Avant de détailler point par point les caractéristiques optiques deux remarques générales s'imposent :

Une première caractéristique rend difficile le contrôle de ces optiques : leurs dimensions. En effet, des diamètres de quarante centimètres et des masses de plusieurs dizaines de kilogrammes rendent délicates les manipulations, les déplacements et par voie de conséquence les mesures. Dans notre recherche de méthodes de mesure nous avons donc dû tenir compte de ce point en essayant de développer des outils pour lesquels le positionnement des échantillons ne soit pas un point critique de la mesure : le banc de mesure de pertes totales en est un bon exemple.

On peut également remarquer que pour une même caractéristique, par exemple le facteur de réflexion, les quantités susceptibles d'être mesurées peuvent être très différentes d'une pièce à l'autre, bien qu'ayant à peu près les mêmes seuils de tolérance.

face	Mrec		BS		ME ($\times 2$)		MR ($\times 2$)
	1	2	1	2	1	2	1
Diamètre (mm)	200	←	400	←	400	←	400
Epaisseur (mm)	100	←	100	←	100	←	100
Masse (kg)	7	←	27,8	←	27,8	←	27,8
Diamètre utile (mm)	100	←	140	←	100	←	300
Courbure ρ (m)	plan	plan	plan	plan	plan	plan	3450
Tolérance $\Delta\rho$ (m)	—	—	—	—	—	—	100
Angle entre faces (radians)	0	←	0,01	←	0,01 ou $< 10^{-6}$	←	0
Angle d'incidence (degrés)	0	0	45	45	0	0	0
Réflexion R	10^{-3}	0,99	0,5	10^{-3}	10^{-3}	0,85	$>0,99995$
$\delta R/R$ des paires	—	—	—	—	—	10^{-4}	10^{-4}
Diffusion ($\times 10^{-6}$)	—	—	—	—	—	1	1
Absorption ($\times 10^{-6}$)	—	—	—	—	—	1~2	1~2
Homogénéité de l'abs.	—	—	—	—	—	0,2	0,2
Transmission	1	0,01	0,5	1	1	0,15	$>0,00001$
Distorsion du f. o. transmis sur un diamètre de (mm)	$\lambda/5$	←	$\lambda/25$	←	$\lambda/25$	←	—
Déformation de la surface sur un diamètre de (mm)	—	$\lambda/70$	$\lambda/70$	—	—	$\lambda/100$	$\lambda/100$
		40	60			40	120

Tableau 2.1 Spécification des composants optiques de Virgo '99

Un de nos objectifs a donc été de réaliser des outils suffisamment flexibles pour pouvoir tester tous les composants de *Virgo*.

2.2.1 Rayons de courbure

Toutes les faces sont planes à l'exception des deux miroirs de bout de bras qui ont des rayons de courbure de trois kilomètres. Les bancs de contrôle du front d'onde que nous développons et qui sont présentés dans le chapitre *Contrôle du front d'onde* doivent permettre de tester ce paramètre, qui est pourtant le plus difficile à évaluer pour nos appareils. Un interféromètre commercial permet de mesurer la courbure avec une précision dépendant de sa surface de référence mais avec une sensibilité meilleure que 1 % pour les tests sur les deux miroirs de bout de bras. La variation de la flèche f d'un miroir courbe est proportionnelle à la variation du rayon de courbure ρ par la formule :

$$\delta f = -\frac{R^2}{2\rho^2}\delta\rho \quad (2.1)$$

ou R est le rayon du miroir. En considérant un rayon de courbure de 3450 m, un rayon de miroir de 6 cm et une sensibilité sur la mesure de la flèche de $\lambda/200$, on trouve une sensibilité sur la mesure de $\delta\rho$ peu différente de 18 m . L'égalité des rayons de courbure des deux miroirs MR1 et MR2 peut donc être testée avec un tel appareil avec une sensibilité de l'ordre de vingt mètres, qui est suffisante pour les miroirs de *Virgo'99* .

2.2.2 Angles entre les faces

Les trois composants dont l'angle entre les faces doit être mesuré sont les deux miroirs ME1 et ME2, et la séparatrice BS. La sensibilité de la mesure doit permettre de mesurer un angle d'un microradian sur un diamètre utile de cent millimètres, soit une variation d'épaisseur de $0,1 \mu\text{m}$. En utilisant un interféromètre commercial de type Fizeau (voir chapitre *Contrôle du front d'onde*) dans la géométrie décrite sur la figure 3 on peut aisément mesurer une telle variation d'épaisseur, qui dans un matériau d'indice de réfraction $n \approx 1,5$ correspond à une variation de chemin optique de l'ordre de $\lambda/3$ et donne donc un presque une frange sur le détecteur CCD. Il suffit pour cela de réaliser une mesure de l'épaisseur d'air $e_0(x, y)$ en l'absence d'échantillon et une mesure $e_1(x, y)$ avec l'échantillon, les variations d'épaisseur $d(x, y)$ de l'échantillon sont alors données par :

$$d(x, y) = \frac{e_0(x, y) - e_1(x, y)}{(n_{\text{air}} - n_{\text{SiO}_2})} \quad (2.2)$$

avec $\overline{d(x, y)} = 0$, une mesure interférométrique ne permettant pas d'avoir accès à l'épaisseur moyenne. Pour que l'étalonnage de la lame d'air sans échantillon puisse

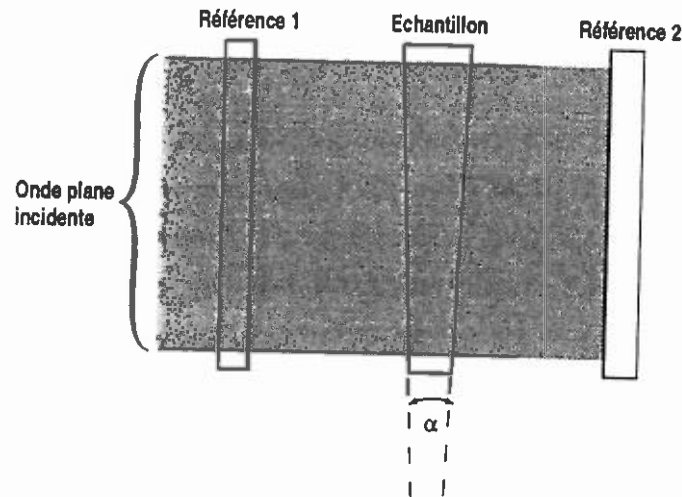


Figure 3 Mesure de l'angle entre les deux faces d'un composant à l'aide d'un interféromètre de fizeau. Une mesure en l'absence d'échantillon est nécessaire pour calibrer l'interféromètre.

être utilisée, il faut que la quantité d'énergie réfléchie par les faces de l'échantillon, une fois celui-ci mis en place, puisse être négligé. De cette manière la présence de l'échantillon n'est ressentie que comme une variation d'indice de réfraction le long du trajet de la lumière. La mesure de l'angle entre les deux faces doit donc être réalisée avant que les revêtements réfléchissants $R = 0,85$ soient déposés. Le contrôle, sur des échantillons, de l'effet des contraintes d'un dépôt sur un substrat doit permettre de s'assurer que l'absence des traitements réfléchissants lors de la mesure donnera une estimation correcte de l'angle entre les deux faces des pièces définitives.

Les angles de 0,01 radians ne peuvent pas être mesurés par cette méthode car ils génèrent trop de franges, mais un simple goniomètre permet d'effectuer cette mesure localement avec une précision meilleure que 2×10^{-4} rad et sur des pièces pourvues de leurs traitements.

2.2.3 Réflectivité des traitements anti-reflet.

Les traitements anti-reflet doivent réfléchir moins d'un millième de l'énergie incidente, ce qui correspond à la meilleure qualité possible réalisable actuellement pour un revêtement de ce type. La mesure du facteur de réflexion de telles surfaces est aisé dans le cas de la séparatrice car l'angle d'incidence de 45 degrés permet d'éliminer la contribution de la seconde face. Par contre tous les autres composants (MRec, ME1, ME2) ont des faces parallèles et sont utilisés en incidence normale. Nous n'avons pas encore réalisé de banc spécifique pour tester de telles pièces mais si

nous pouvons extrapoler la qualité des traitements anti-reflet définitifs à partir de l'étude d'échantillons, il suffira alors simplement de disposer de substrats à faces non parallèles de manière à éliminer l'influence de la face arrière. Si les mesures doivent être réalisées sur les composants définitifs, la qualité des traitements anti-reflets pourra être évaluée en étudiant le contraste de l'interféromètre constitué par les deux faces du composant. Le contraste en transmission C_T d'un tel interféromètre

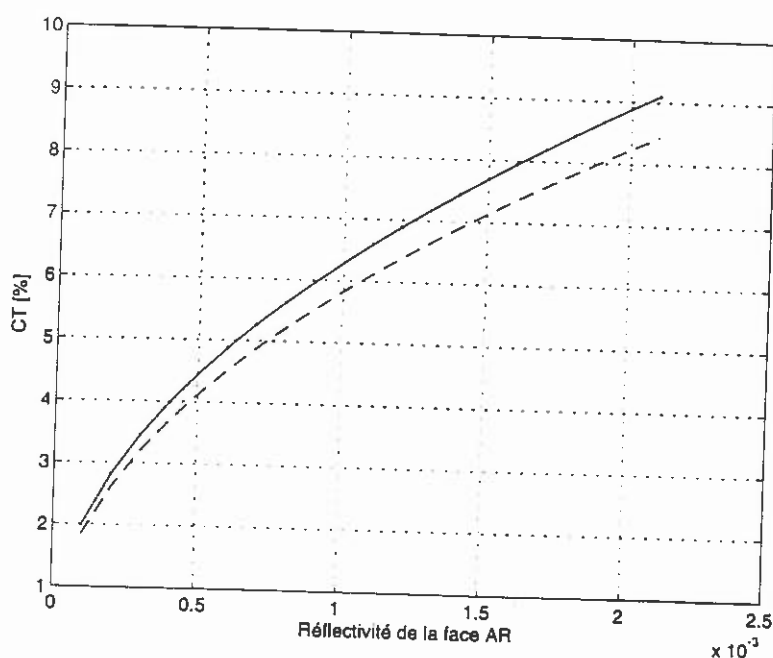


Figure 4 Contraste en transmission d'un miroir constitué d'une face traitée anti-reflet et d'une face $R = 0,85$ (- - -) ou $R = 0,99$ (—), en fonction de l'anti-reflet.

est donné par :

$$C_T(R_1, R_2) = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} \quad (2.3)$$

d'ou

$$C_T(10^{-3}, 0,85) \approx 5,8 \%$$

$$C_T(10^{-3}, 0,99) \approx 6,2 \%$$

La figure 4 montre l'évolution du contraste en fonction de la réflectivité du traitement anti-reflet pour deux réflectivités différentes de la face arrière. Pour balayer l'intervalle spectral libre de l'interféromètre on peut légèrement tourner celui-ci, ou bien appliquer un gradient de température global. Une variation de 5×10^{-4} de la réflectivité du traitement anti-reflet modifie le contraste de 2 %. La sensibilité sur la mesure du contraste est limitée par la sensibilité de la source et par la linéarité du détecteur,

aussi on peut espérer une sensibilité meilleure que 0,1 % et donc une sensibilité sur la mesure du traitement anti-reflet meilleure que 10^{-4} .

2.2.4 Réflectivité de la lame séparatrice et des traitements $R = 0,85$.

Ces trois composants ont des facteurs de réflexion standard (non R_{\max}) dont la valeur moyenne peut être déterminée à une fraction de pour cent près avec un simple wattmètre et un laser, comme le montre la figure 5. La réflexion de la face traitée

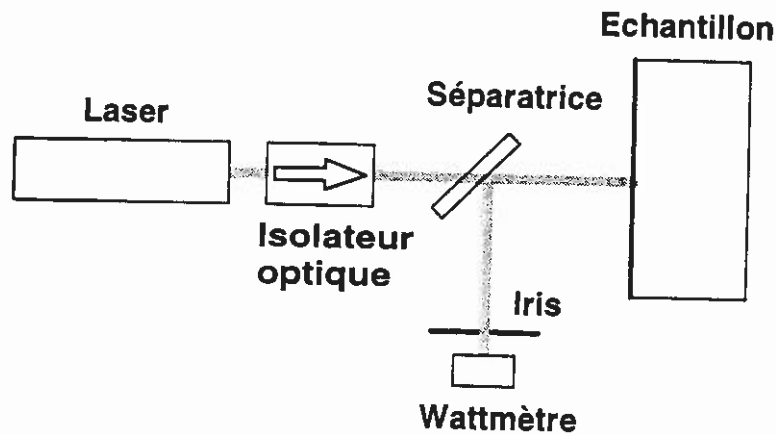


Figure 5 Mesure d'un coefficient de réflexion spéculaire à l'aide d'un Wattmètre. Une calibration à l'aide d'un miroir R_{\max} est nécessaire.

anti-reflet de la lame séparatrice n'intervient pas à cause de l'angle d'incidence de 45 degrés. La réflexion de la face traitée anti-reflet des miroirs ME peut être négligée car un simple calcul d'ordre de grandeur montre que le rapport des amplitudes des ondes réfléchies par les deux faces est voisin de 6×10^{-9} .

2.2.5 Réflectivité des miroirs R_{\max}

Ces miroirs ayant une réflectivité comprise entre 0,99995 et 0,99999, un banc de test basé sur la mesure de la durée d'amortissement de la lumière dans une cavité est la solution la plus attractive, elle est décrite dans la première partie du chapitre *Pertes Totales*.

2.2.6 Egalité des coefficients de réflexion des paires de miroirs.

Une différence de réflectivité entre les deux miroirs de bout de bras ou entre les deux miroirs d'entrée se traduira par une finesse différente, donc une puissance stockée différente dans les deux cavités Fabry-Perot, et par une diminution du contraste de l'interféromètre, celui-ci ne travaillant plus à la frange noire. Cette mesure est donc beaucoup plus importante pour *Virgo* que les deux tests précédents.

Pour mesurer l'égalité de la valeur du facteur de réflexion de pièces appariées avec une précision de 10^{-4} nous avons développé un banc de mesure spécifique qui est décrit dans la seconde partie du chapitre *Pertes Totales*.

2.2.7 Déformation du front d'onde transmis

L'évaluation de la déformation du front d'onde transmis par un substrat nu peut être réalisée aisément avec un interféromètre de Fizeau par la même méthode que celle utilisée pour déterminer l'angle entre les faces des miroirs $R = 0,85$. La déformation à la traversée d'un miroir complet est due aux deux traitements déposés sur chaque face ainsi qu'aux inhomogénéités d'indice du substrat. On peut, en mesurant la déviation d'un faisceau transmis par le composant, avoir accès au gradient du déphasage induit par la traversée. La figure 6 montre le schéma d'un tel banc. Le laser sonde est dirigé

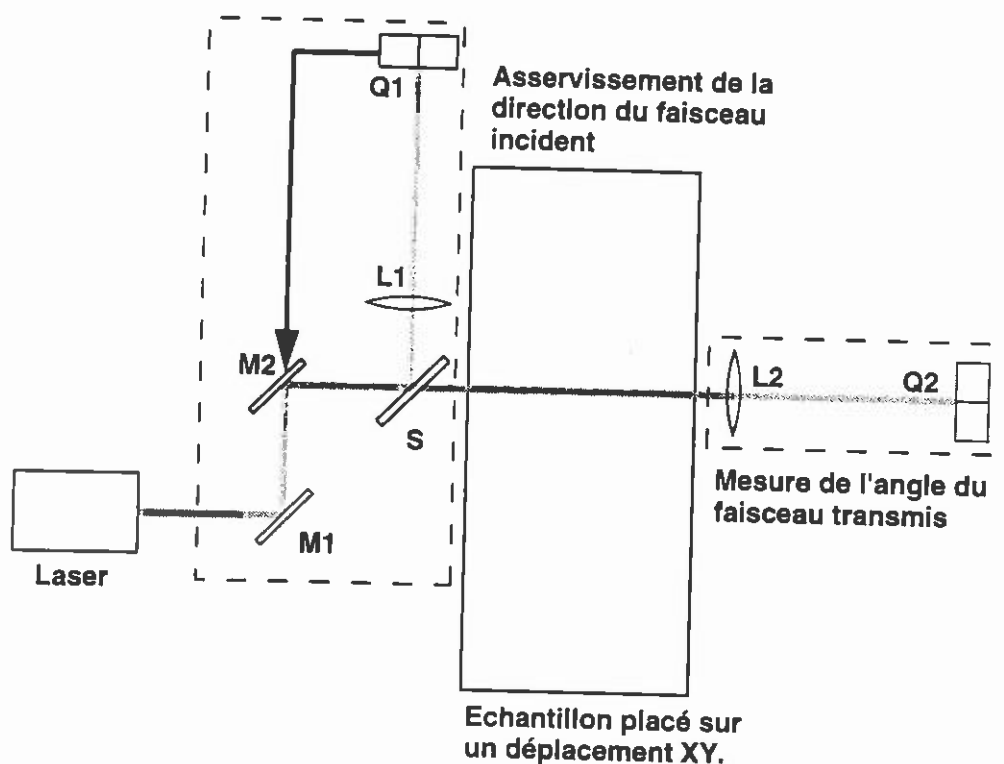


Figure 6 Schéma du banc de mesure de la déformation du front d'onde induite par la traversée d'un composant.

sur la pièce à tester grâce à un périscope (M1, M2) ; derrière l'échantillon on place un détecteur de direction (L2, Q2) et l'échantillon est placé sur une platine à deux axes de translation. L'angle de déviation du faisceau sonde est calculé par intégration de l'équation iconale dans l'épaisseur e du composant, il est égal, dans les directions x

et y , à :

$$\begin{cases} \theta_x(x, y) = \theta_{0x} + \frac{1}{n} \int_0^e \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial x} dz = \theta_{0x} + \frac{2\pi}{\lambda n} \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} \\ \theta_y(x, y) = \theta_{0y} + \frac{1}{n} \int_0^e \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial y} dz = \theta_{0y} + \frac{2\pi}{\lambda n} \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y} \end{cases} \quad (2.4)$$

n étant l'indice du substrat et ϕ le déphasage induit par sa traversée. A partir des mesures de ces deux angles on peut construire une carte du déphasage $\phi(x, y)$ en utilisant les méthodes itératives développées pour les capteurs de front d'onde en astronomie adaptative. On peut par exemple obtenir ϕ en calculant de manière itérative sur une grille (i, j) de pas de maillage Δ la formule

$$\begin{aligned} \phi^{(p+1)}(i\Delta, j\Delta) \rightarrow & \frac{1}{4} \left[\phi^{(p)}((i+1)\Delta, j\Delta) + \phi^{(p)}((i-1)\Delta, j\Delta) \right. \\ & \left. + \phi^{(p)}(i\Delta, (j+1)\Delta) + \phi^{(p)}(i\Delta, (j-1)\Delta) \right] \\ & + \frac{\lambda n}{8\pi} \Delta [\theta_x(i\Delta, j\Delta) - \theta_x((i-1)\Delta, j\Delta) \\ & \quad + \theta_y(i\Delta, j\Delta) - \theta_y(i\Delta, (j-1)\Delta)] \end{aligned} \quad (2.5)$$

si on a défini à la première itération $p = 0$ $\phi(i\Delta, j\Delta)$ par

$$\begin{cases} \phi((i+1)\Delta, j\Delta) = \phi(i\Delta, j\Delta) + n\Delta\theta_x(i\Delta, j\Delta) \\ \phi(i\Delta, (j+1)\Delta) = \phi(i\Delta, j\Delta) + n\Delta\theta_y(i\Delta, j\Delta) \end{cases} \quad (2.6)$$

Ces méthodes permettent de limiter la propagation des erreurs qui est approximativement proportionnelle au logarithme du nombre de point sur le quadrillage. Sur une carte de phase de 100×100 points et de pas Δ , l'écart-type sur les phases reconstruites est peu différent de l'écart-type sur la mesure

$$\sigma(\phi) \approx n\Delta \times \sigma(\theta_{x(y)}) \quad (2.7)$$

Une sensibilité de l'ordre du microradian sur les mesures de $\theta_x(x, y)$ et $\theta_y(x, y)$ permet de mesurer un effet de courbure déformant le front d'onde de 40 nm sur un diamètre de 60 mm. On peut cependant améliorer de façon significative cette valeur par l'utilisation d'un système d'asservissement de la direction du faisceau incident. Il s'agit d'un détecteur de direction (S, L1, Q1) dont les signaux de sortie, proportionnels aux fluctuations de pointé du laser sonde, sont utilisés pour asservir la position de l'un des deux miroirs du périscope. L'asservissement est réalisé par deux céramiques piezo-électriques, la dynamique du système permet de corriger de plusieurs microradians l'angle d'incidence du faisceau sur l'échantillon.

2.2.8 Déformation du front d'onde réfléchi

Le développement de bancs de test pour mesurer les défauts de surface des composants a occupé la plus grande partie de ce travail de thèse, les détails des méthodes de mesure sont donnés dans le cinquième chapitre.

2.2.9 Absorption en surface

L'absorption d'énergie dans les revêtements est un des paramètres cruciaux de *Virgo*. On peut décrire les effets de l'absorption dans deux cas : une absorption identique dans les deux bras et une absorption différente dans chacun des bras.

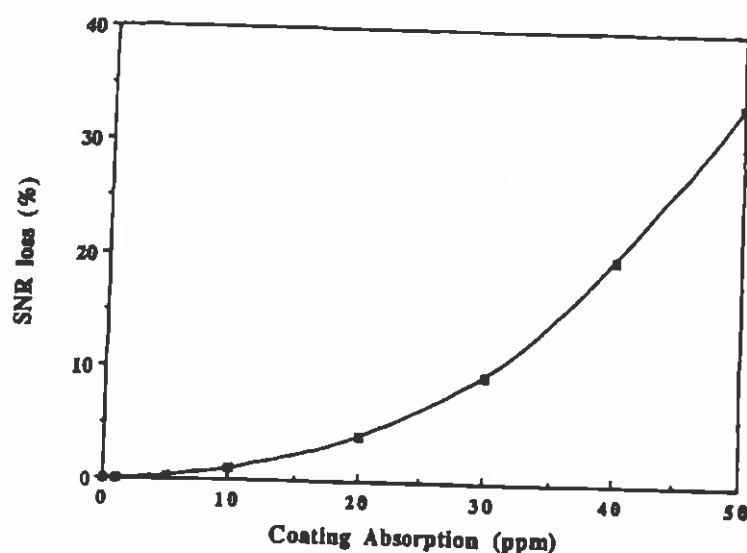


Figure 7 Diminution du rapport signal sur bruit de *Virgo '99* en fonction d'une absorption identique dans les traitements réfléchissants des miroirs d'entrée des cavités F-P.

Dans le premier cas la dégradation du rapport signal sur bruit à la sortie de l'interféromètre est due à une perte d'énergie du mode TEM_{00} induite par la déformation des composants chauffés. La figure 7, tirée de la référence [1] montre la diminution du rapport signal sur bruit en fonction de pertes par absorption identiques dans les revêtements des deux miroirs d'entrée des cavités. Si l'absorption est différente dans les deux bras, alors à la déformation des faisceaux vient s'ajouter un défaut de contraste à la sortie de l'interféromètre. La figure 8, tirée de la même référence, montre la diminution du rapport signal sur bruit en fonction de la différence de facteur d'absorption entre les deux miroirs d'entrée des cavités, pour des niveaux d'absorption de 2, 5 ou 10 ppm pour un des miroirs. Comme on peut le voir sur les deux figures, l'égalité des pertes est un paramètre plus sévère que la valeur de

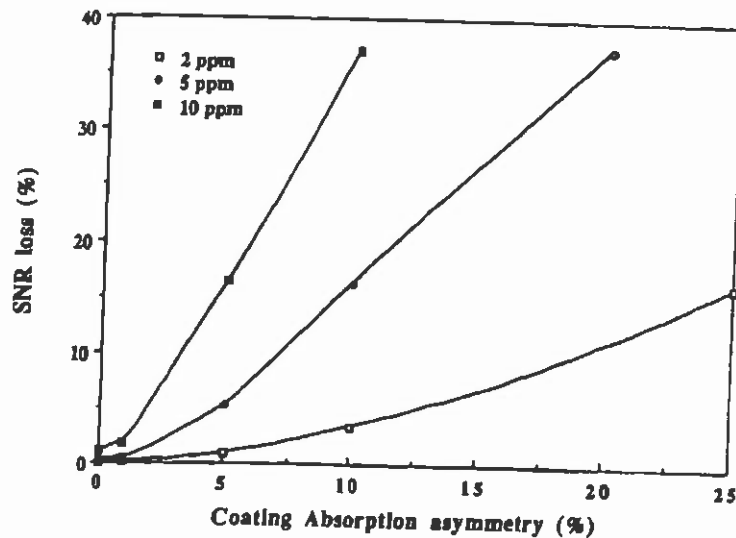


Figure 8 Diminution du rapport signal sur bruit de *Virgo* '99 en fonction d'une absorption différente dans les traitements réfléchissants des miroirs d'entrée des cavités F-P.

l'absorption elle-même, elle doit être déterminée avec une précision de quelques pour cent, soit moins d'une fraction de partie par million pour des miroirs absorbant une à deux parties par million de l'énergie incidente. La méthode mirage que nous présentons dans le chapitre suivant permet d'atteindre cette sensibilité.

La diminution du rapport signal sur bruit présentée en particulier dans la figure 7 ne semble pas importante, mais nous devons garder à l'esprit que neuf surfaces sont susceptibles d'absorber de l'énergie, avec des coefficients d'absorption tous différents ; la diminution du rapport signal sur bruit induite par l'absorption est donc beaucoup plus importante que ce que ces simulations peuvent le laisser croire au premier abord. La réduction de l'absorption est un des sujets sur lesquels portent les efforts du groupe *Virgo* de Lyon.

2.2.10 Défauts des substrats

Les défauts des substrats entrent en jeu dans les quatre pièces traversées (Mrec, BS, ME1, ME2) et sont de plusieurs type :

1. La biréfringence des substrats, en faisant tourner le plan de polarisation des faisceaux, modifie le coefficient de réflexion de la séparatrice qui est réalisée pour être attaquée par une polarisation S. L'effet est rendu encore plus important par le fait que c'est le traitement anti-reflet qui est le plus sensible à la polarisation, or ce traitement n'est 'vu' que par le faisceau se propageant dans un des bras.

Un banc de mesure de biréfringence, mis au point par J. P. Roger à l'ESPCI, permet d'atteindre une sensibilité de 10^{-5} rad sur des échantillons de petite taille (2 à 3 centimètres de diamètre). L'évaluation de la biréfringence des pièces définitives posera le problème de la biréfringence parasite induite par les contraintes dues aux supports. Le choix d'un système de support adapté à cette mesure n'a pas encore été étudié.

2. L'absorption en volume a plusieurs effets : tout d'abord elle modifie par effet mirage la forme des faisceaux à la traversée du composant. Ensuite dans le cas des miroirs d'entrée ME1 et ME2, en modifiant l'indice, elle change l'épaisseur optique du matériau et donc la transmission du composant. Enfin, si cette absorption n'est pas égale dans les deux miroirs, elle modifie directement le contraste à la sortie de l'interféromètre. Un banc de mesure d'absorption en volume, basé sur le même principe que celui réalisé pour mesurer l'absorption des revêtements, est en place à Orsay.
3. Les défauts ponctuels engendrent de la lumière diffusée et peuvent être des zones de chauffage très localisées. Les effets de ces défauts n'ont pas encore été étudiés mais un banc de mesure sera mis en place à Paris dès que la silice de la séparatrice aura été polie et livrée (en 1995).

2.3 Virgo'97

Virgo'97 est le noyau central de Virgo'99, il sera constitué des banc d'injection et de détection définitifs, à l'exception des optiques d'adaptation du diamètre du faisceau incident et sortant. Les deux bras forment une cavité découplée stable, les deux miroirs MR1'97 et MR2'97 sont concaves et la lame de recyclage Mrec'97 est plane. Notre premier objectif a été de définir les tolérances sur les courbures, la réflectivité et l'absorption de ces composants, nous avons pour cela modifié le programme de Patrice Hello de simulation globale de Virgo'99. L'interféromètre étant ici un interféromètre de Michelson simple à recyclage, la porteuse et les bandes latérales traversent le même appareil, les critères de choix quand au fonctionnement optimal de l'antenne sont donc différents. Les contraintes sur la géométrie de cet appareil sont : une longueur moyenne des bras de 6 mètres et des optiques de dimensions inférieures à celles des composants de Virgo'99.

2.3.1 Fonctionnement de Virgo'97 et méthodes de calcul

Le signal détecté à la sortie de l'interféromètre est l'amplitude et la phase du battement entre une onde incidente porteuse et deux bandes latérales ($\delta\nu =$

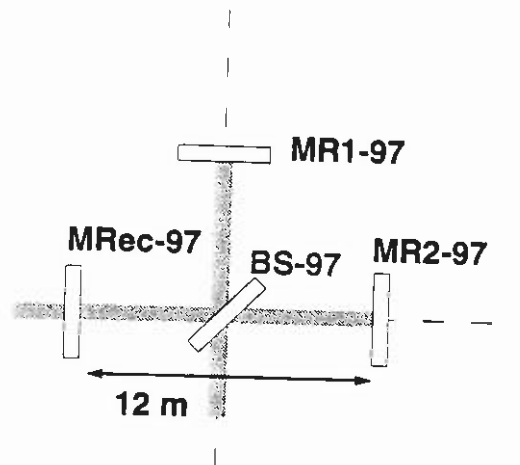


Figure 9 Schéma de l'interféromètre *Virgo* '97 .

12.5 MHz) créés par un modulateur acousto-optique à l'entrée de l'interféromètre. L'interféromètre est réglé de manière à optimiser la puissance accumulée dans le mode TEM_{00} de la porteuse. Simuler le fonctionnement de l'antenne revient à simuler la propagation de ces trois bandes en l'absence et en présence de signal gravitationnel. Comme notre but n'est dans un premier temps que de définir des spécifications, le signal n'apparaît que comme une variation statique de chemin optique. Dans le cas où l'utilisation d'ondes planes est possible des calculs peuvent être menés analytiquement, mais dans le cas général on doit utiliser des méthodes de propagation des faisceaux gaussiens basées sur la transformée de Fourier discrète. Bien que nous ne l'utilisions pas encore pour *Virgo*'97, nous avons démontré, en étudiant numériquement des cavités Fabry-Perot, qu'une simulation basée sur une décomposition des champs sur les fonctions d'Hermite-Gauss permettait d'obtenir, sans calcul itératif de propagation et donc extrêmement rapidement du point de vue du temps de calcul, le champ permanent à l'intérieur d'une cavité résonnante, même de finesse supérieure à 10000. La décomposition modale permet également de se défaire des contraintes imposées par la transformée de Fourier discrète en particulier l'égalité du nombre de fonctions de base et du nombre de points des fonctions à transformer qui interdit la simulation de défauts de courte période spatiale par transformée de Fourier.

2.3.2 Spécifications des composants

Pour des nécessités de fabrication, le diamètre des composants a été choisi inférieur à celui des composants définitifs ; le rayon du faisceau incident est donc également

face	Mrec'97		BS'97		MR'97 ($\times 2$)
	1	2	1	2	1
Diamètre (mm)	51	←	400	←	51
Epaisseur (mm)	20	←	100	←	20
Masse (kg)	—	←	27,8	←	—
Diamètre utile (mm)	100	←	140	←	300
Forme	plan	plan	plan	plan	$\rho_1 = 88,5 \text{ m}$ $\rho_2 = 90,5 \text{ m}$
Angle entre faces (radians)	0,3	←	3×10^{-4}	←	0
Angle d'incidence (degrés)	0	0	45	45	0
Réflexion R	10^{-3}	0,985 à 0,995	0,5	10^{-3}	$>0,99995$
Transmission	1	0,015 à 0,005	0,5	1	$>0,00001$
Distorsion du f. o. transmis sur un diamètre de (mm)	$\lambda/5$ 40	← ←	$\lambda/25$ 60	← ←	— —
Déformation de la surface sur un diamètre de (mm)	— 40	$\lambda/70$ 40	$\lambda/70$ 60	— 60	$\lambda/100$ 120

Tableau 2.2 Spécification des composants optiques de Virgo '97

inférieur ; dans les simulations il a été arbitrairement choisi égal à 3,2 mm, des composants de 5 centimètres de diamètre sont donc suffisants. Les caractéristiques des quatre pièces sont résumées dans le tableau 2.2

2.3.3 Tolérances sur les courbures de MR1'97, MR2'97.

L'évaluation des tolérances sur les courbures nécessite un calcul numérique, nous avons utilisé la base du code de simulation de Virgo'99 que nous avons modifié pour tenir compte de la propagation gaussienne des faisceaux, porteuse et deux bandes latérales. Le code est écrit en FORTRAN et les simulations sont effectuées sur une station Dec- α du LAL (Orsay).

Un défaut de courbure d'un ou des deux miroirs MR1'97 et MR2'97 entraîne une perte d'énergie du mode fondamental de l'interféromètre, donc un accroissement du bruit induit par de la lumière parasite non résonnante dans l'appareil. Ce bruit doit en théorie être atténué par le filtre modal qui se trouve en sortie mais l'amplitude du signal est également altérée par cette perte de puissance. Un défaut de courbure entraîne également une variation du diamètre du spot sur la lame séparatrice ainsi qu'un défaut de courbure du champ. Si les deux miroirs ont des défauts voisins alors on peut obtenir une frange quasiment noire en sortie, les tailles et courbures des faisceaux étant comparables sur la séparatrice. Par contre si les défauts de courbure

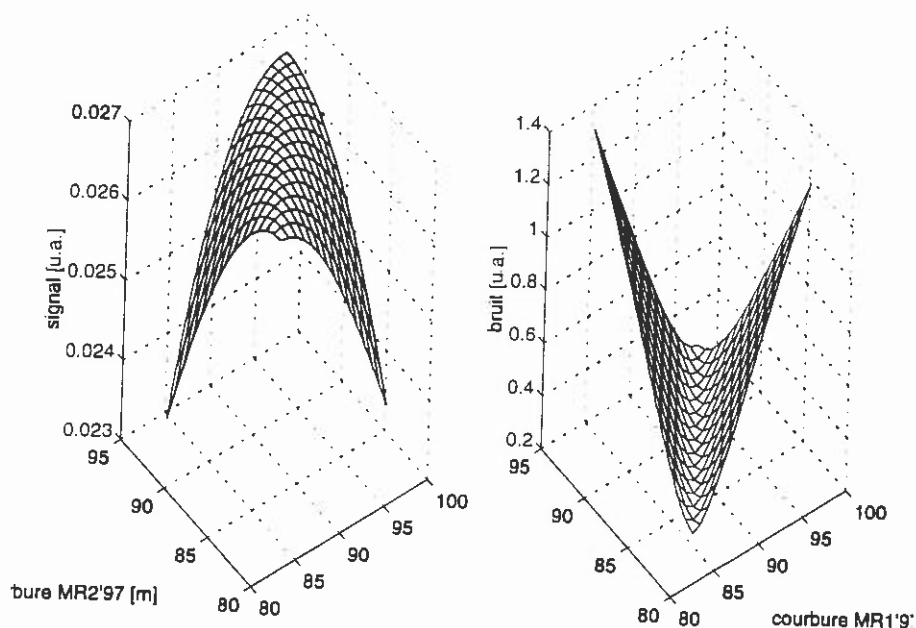


Figure 10 Signal et bruit à la sortie de l'interféromètre en fonction des rayons de courbure de $MR1'97$ et $MR2'97$.

sont différents dans les deux bras les faisceaux ne se recombinaient pas correctement et on obtient toujours un niveau de bruit très élevé. Les figures 10 et 11 montrent la diminution du rapport signal sur bruit de *Virgo'97* en fonction des rayons de courbure des deux miroirs de bout de bras. Le point central de ces surfaces correspond au cas où les deux rayons de courbure sont adaptés à la longueur des bras. On peut voir que si les défauts sont comparables le rapport signal sur bruit n'est guère affecté. Par contre dans le cas général le rapport signal sur bruit est extrêmement sensible à un défaut de courbure. La mesure des rayons de courbure devra se faire avec une précision de l'ordre de 1 %, les faisceaux ayant des diamètres $2w$ égaux à 7 ou 8 mm on en déduit grâce à l'équation 2.1 la sensibilité requise sur la mesure de la topographie des différentes surfaces :

$$\delta f < 4 \text{ nm} \quad (2.8)$$

soit $\lambda/250$ sur 1 cm^2 . Une méthode de cartographie par mesure de pente semble dans ce cas mieux adaptée qu'une mesure interférométrique, la sensibilité sur la mesure des gradients étant ici assez élevée $\delta f/2w \sim 500 \text{ nrad}$.

Les spécifications à la fabrication d'un substrat courbe sont assez faibles, les tolérances standards sont de 2 à 3 %.

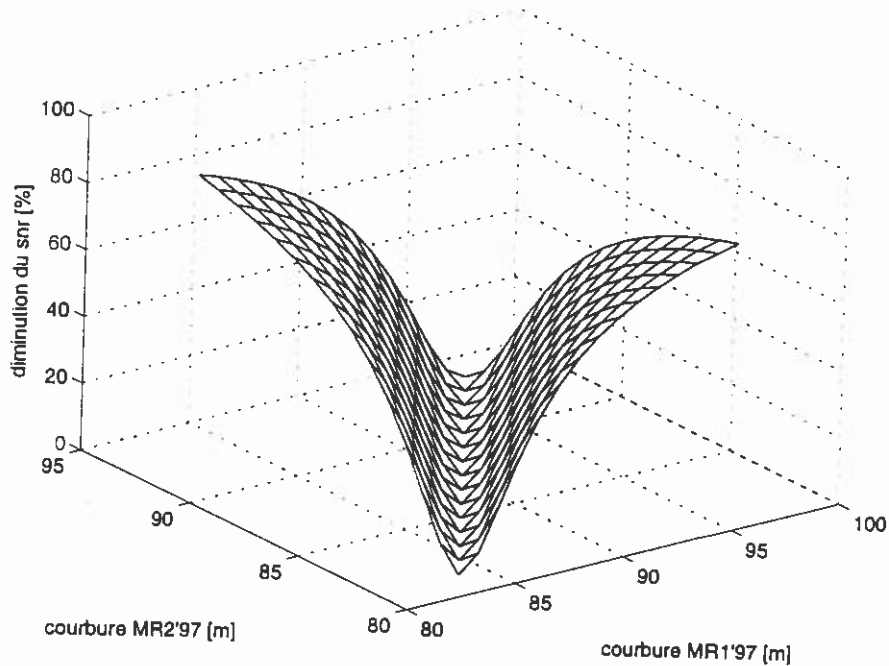


Figure 11 Diminution du rapport signal sur bruit en fonction des défauts de courbure des miroirs $MR1'97$ et $MR2'97$.

2.3.4 Tolérances sur les absorptions, transmissions et réflexions de $MR1'97$, $MR2'97$ et $BS'97$.

Pour effectuer les calculs de tolérance sur les paramètres optiques nous nous plaçons dans le cas idéal où les courbures de tous les miroirs sont adaptées au champ à l'intérieur de l'interféromètre, et où les paramètres ont la même valeur en tout point d'une surface donnée. Dans ce cas, le calcul du signal et du bruit peut se ramener à un calcul en ondes planes et possède des solutions analytiques. De plus l'asymétrie des bras et l'indice de modulation sont fixés à leur valeur optimale en l'absence de défaut.

La séparatrice

La lame séparatrice est l'élément clé de *Virgo'97* car c'est le seul élément traversé par les faisceaux à l'intérieur de la cavité, il permettra d'étudier les effets de l'absorption d'énergie sur la sensibilité de l'appareil. Le modèle que nous utilisons pour ce composant est schématisé sur la figure 13. La lame séparatrice est caractérisée par cinq paramètres : la réflectivité et les pertes de chacun des traitements, et les pertes à

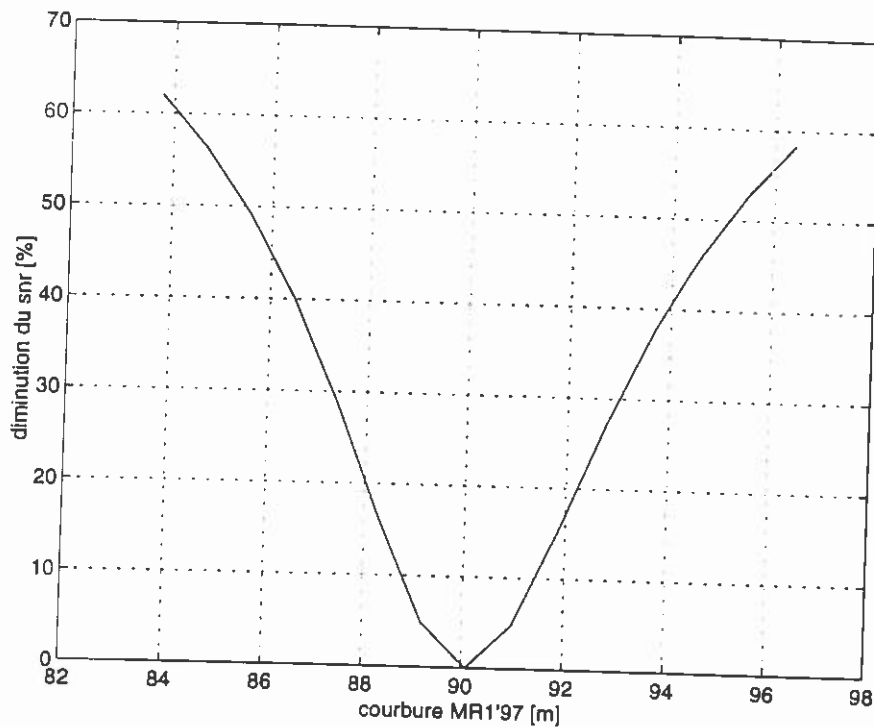


Figure 12 Diminution du rapport signal sur bruit en fonction du rayon de courbure de *MR1'97* (le second miroir a une courbure adaptée).

l'intérieur du substrat. La première abaque (figure 14) montre la variation du rapport signal sur bruit en fonction de la réflectivité et des pertes du traitement $R = 0,5$. L'interféromètre est peu sensible à la réflectivité car le signal est proportionnel à la quantité $R \times (1 - R)$ de la séparatrice qui est stationnaire pour $R = 0,5$, la perte de contraste est beaucoup plus sensible dans le cas de défauts des miroirs ou de la face traitée anti-reflet. La deuxième abaque montre la variation du rapport signal sur bruit en fonction de la réflectivité et des pertes du traitement anti-reflet. Comme ce traitement n'est vu que par un seul bras, le rapport signal sur bruit est très sensible à sa réflectivité. Enfin la figure 16 montre l'effet d'une perte d'énergie à l'intérieur du substrat. Ce calcul est optimiste car il ne tient pas compte des effets thermiques liés à l'absorption d'énergie dans la silice.

Contrairement ce qu'on pourrait penser, les caractéristiques les moins critiques de la séparatrice sont celles de la face avant car, comme celle-ci est vue par les deux bras, elle ne joue pas de rôle sur le contraste de l'interféromètre.

Les groupes *Virgo* de Paris et Lyon ne contrôleront pas la réalisation des substrats qui seront fabriqués par des industriels extérieurs, nous ne pourrons que

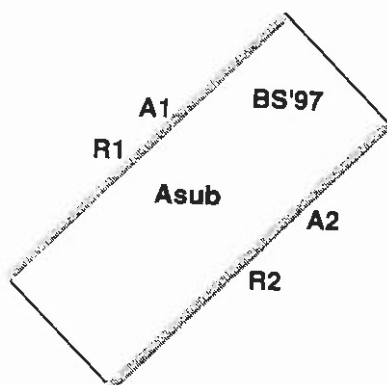


Figure 13 Paramètres utilisés pour la simulation de la lame séparatrice

contrôler la qualité du produit fini. Nos efforts de réalisation devront donc porter essentiellement sur la qualité du traitement anti-reflet, point qui n'a jusqu'à présent pas fait l'objet d'une attention prioritaire.

Les miroirs

Comme dans *Virgo'99*, les deux miroirs d'extrémité ont une transmission minimum non nulle car pour recueillir des signaux de contrôle, des photodétecteurs seront placés derrière les bras. Les traitements étant R_{max} , les propriétés optiques des substrats (hormis le poli) ne sont pas importantes.

L'abaque 17 montre la diminution du rapport signal sur bruit en pour cent, en fonction des pertes totales $(1 - R)$ des miroirs $MR1'97$ et $MR2'97$. Même dans le cas de défauts de réflectivité importants la chute du rapport signal sur bruit est faible par rapport à celle induite par des défauts de courbure, mais dans cette simulation nous n'avons pas tenu compte des effets thermiques susceptibles de déformer les surfaces.

2.3.5 Simulations futures

La simulation de *Virgo'97* a débuté depuis très peu de temps, le point qu'il semble urgent de développer est une simulation beaucoup plus complète de la lame séparatrice où interviendront les effets liés à la polarisation (biréfringence) ainsi que des inhomogénéités éventuelles du substrat. Une étude théorique poussée des effets thermiques dans ce composant devra nous donner des renseignements précieux sur le comportement de *Virgo'97*.

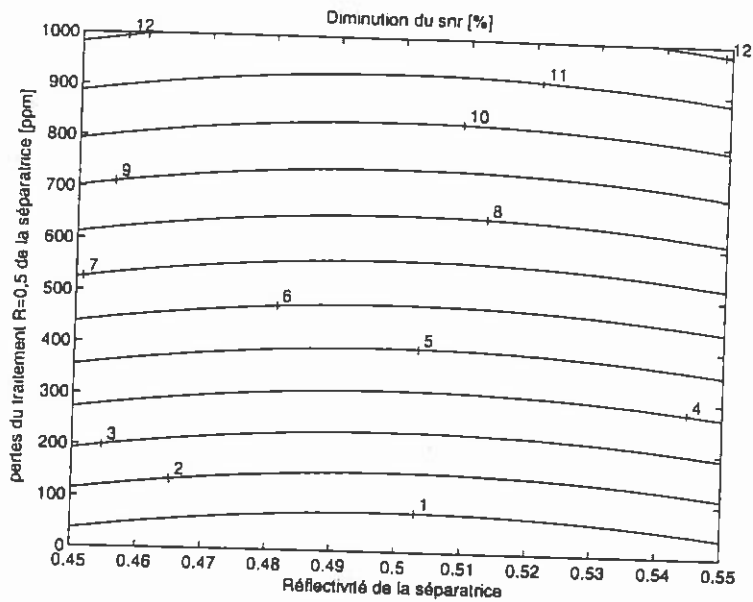


Figure 14 Diminution du rapport signal sur bruit en fonction des paramètres de la face $R = 0,5$ de la séparatrice

2.4 Références bibliographiques

1. P. Hello et J. Y. Vinet, "Simulation of Thermal Effects in Interferometric Gravitational-Wave Detectors," *Phys. Lett. A* **178**, 351-356 (1993).
2. H. Heitmamm, "Modulation and Interferometer Geometry," *Virgo Note PJT94007* (1994)

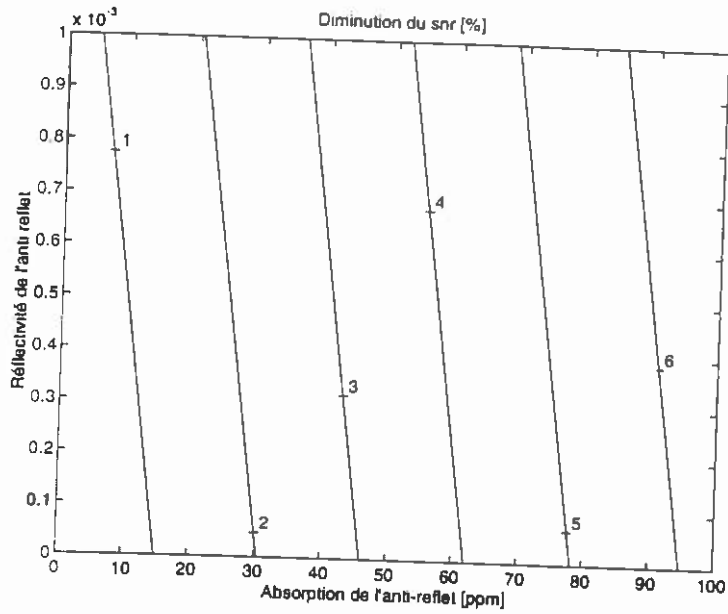


Figure 15 Diminution du rapport signal sur bruit en fonction des paramètres de la face anti-reflet de la séparatrice.

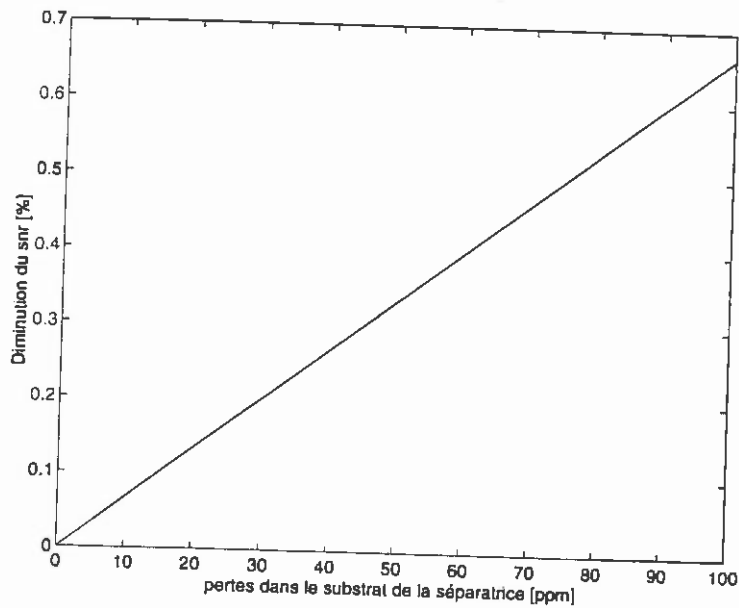


Figure 16 Diminution du rapport signal sur bruit en fonction des pertes à l'intérieur du substrat de la séparatrice

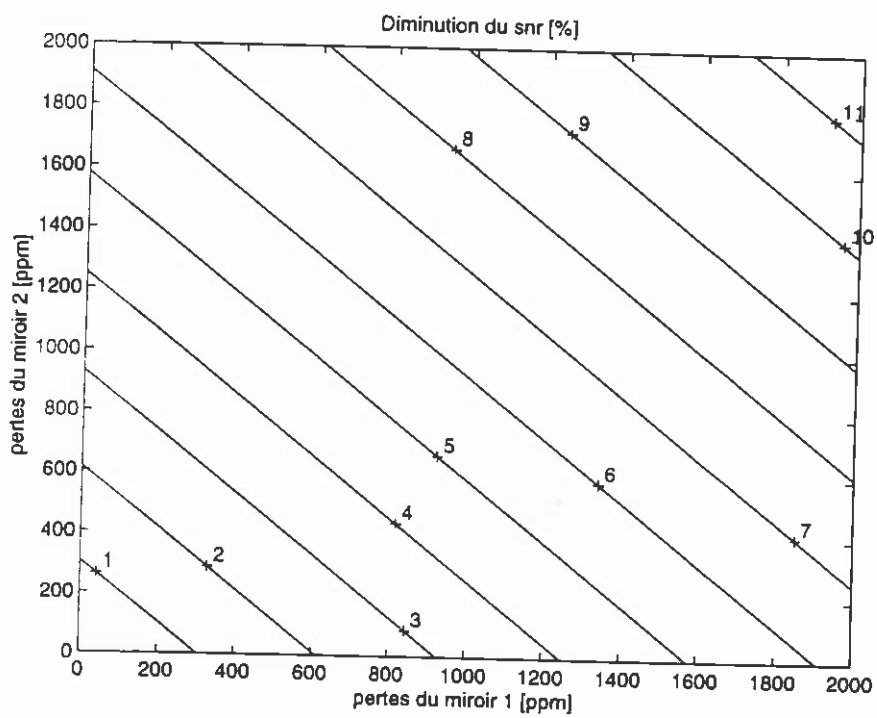


Figure 17 Diminution du rapport signal sur bruit en fonction des pertes des miroirs *MR1'97* et *MR2'97*.

Chapitre 3

PERTES PAR ABSORPTION

3.1 Introduction

Nous présentons dans ce chapitre les mesures de pertes par absorption dans les revêtements réfléchissants de composants optiques par une méthode photothermique. Nous donnons tout d'abord un aperçu théorique du problème, puis nous précisons dans quelle mesure les pertes par absorption peuvent dégrader la sensibilité de *Virgo*, ensuite nous détaillons le montage expérimental utilisé et ses performances et enfin nous présentons les résultats des différentes mesures effectuées à $1,064 \mu\text{m}$ sur des revêtements multicouches déposés sur des substrats de silice fondue.

3.2 L'effet mirage

3.2.1 Généralités

Absorption d'énergie par un matériau solide

Lorsqu'un matériau solide absorbe de l'énergie, en particulier sous la forme d'ondes électromagnétiques, cette énergie peut être évacuée par différents processus : lumineux, photochimiques, thermiques, mécaniques, chacun de ces processus étant dominant dans un certain domaine de température ou d'énergie. Les processus photochimiques et de fluorescence n'interviennent pas dans les matériaux utilisés (SiO_2 et Ta_2O_5). Dans les conditions de température et d'énergie auxquelles nous avons accès (température ambiante et absorptions de quelques millijoules par centimètres carrés par seconde), seules les pertes d'énergie par des processus non radiatifs jouent un rôle important.

Mesures des propriétés thermiques

La méthode de mesure que nous avons choisie pour évaluer la perte par absorption d'un faisceau laser lors de la réflexion sur le traitement réfléchissant d'un composant optique, repose sur la mesure de la déviation de rayons lumineux à la

traversée d'un gradient d'indice induit par une variation locale de température : l'effet mirage. Différentes configurations expérimentales de cette technique sont actuellement mises en oeuvre pour mesurer une grande variété de propriétés optiques, thermiques ou mécaniques. Ces méthodes ont été largement développées au laboratoire d'Optique de l'ESPCI depuis une quinzaine d'années et sont aujourd'hui couramment utilisées pour la caractérisation des propriétés thermiques de composants optiques aussi bien que de semiconducteurs. De nombreux efforts ont porté ces dernières années sur la détermination des propriétés thermiques de films minces et d'empilements [1][8][12][13] ainsi que sur l'évaluation des épaisseurs de ces dépôts [3]. Pour mesurer des propriétés de surface deux configurations sont en général utilisées, elles sont schématisées sur la figure 1. Dans le cas d'échantillons opaques

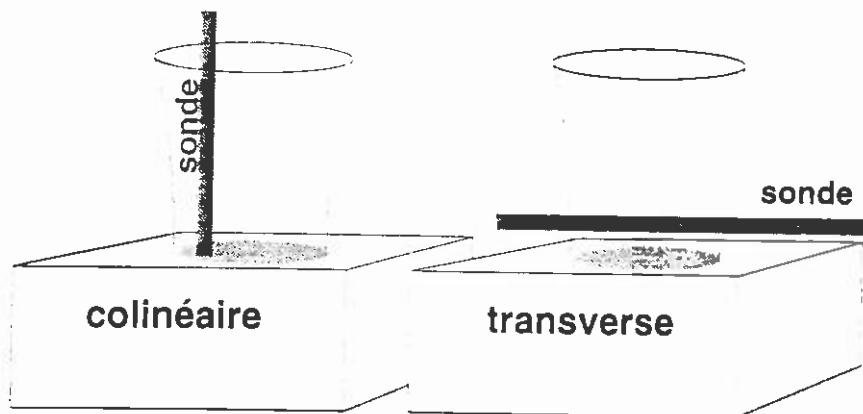


Figure 1 Deux géométries de mesures par effet mirage couramment utilisées.

le faisceau sonde traverse la zone chauffée mais reste à l'extérieur de l'échantillon (méthode transverse) ; pour des échantillons transparents le faisceau sonde peut traverser l'échantillon (méthode colinéaire). La méthode mirage colinéaire a été choisie pour plusieurs raisons: il s'agit d'une mesure sans contact et non destructive, qui pourra donc être utilisée sur les composants définitifs de l'interféromètre ; elle est beaucoup plus sensible que la méthode transverse puisque le faisceau sonde pénètre complètement dans la zone chauffée et est focalisé au centre d'une zone à forte den-

sité d'énergie ; nous avons obtenu une sensibilité suffisante pour tester des pièces ayant les spécifications *Virgo* telles qu'elles sont présentées dans le chapitre 2, et enfin le laboratoire dispose déjà d'un savoir-faire important dans les domaines de la photothermique et photoacoustique.

3.2.2 Principe de la méthode mirage

Un faisceau laser, appelé 'faisceau pompe', est réfléchi par le traitement multicouches déposé sur la face avant de l'échantillon. Une fraction de l'énergie du faisceau pompe est perdue dans le revêtement et produit une élévation de température locale du substrat, du revêtement et de l'air, ce qui entraîne une variation des indices de réfraction des différents milieux. En modulant l'intensité du faisceau pompe, soit à l'aide d'un modulateur (hacheur) mécanique, soit grâce à une modulation interne du laser, on rend cette variation d'indices périodique. Un second faisceau, appelé 'faisceau sonde', traverse la zone chauffée et est défléchi périodiquement par la présence du gradient spatial de température et de sa variation périodique. L'amplitude de la déviation de ce faisceau est proportionnelle à la quantité d'énergie perdue par le faisceau pompe. En mesurant cette déviation à l'aide d'un détecteur de position on peut déterminer le facteur d'absorption du traitement ε défini par :

$$\varepsilon \equiv \frac{\text{énergie absorbée}}{\text{énergie incidente}} \quad (3.1)$$

Les valeurs typiques de ε sont de l'ordre quelques parties par million, on donnera donc par commodité les valeurs d'absorption en ppm sachant que :

$$1 \text{ ppm} \equiv 10^{-6} \quad (3.2)$$

3.2.3 Calcul de la déviation du faisceau sonde

Nous ne mesurons l'absorption d'un échantillon qu'en la comparant avec celle d'un miroir de référence. Il semble toutefois utile de présenter rapidement la démarche théorique qui permet de déterminer la valeur de ε , lorsque l'absorption était la seule inconnue du problème.

Le calcul de la déviation du faisceau sonde nécessite tout d'abord la connaissance du (des) processus par lequel (lesquels) l'énergie du faisceau pompe est dissipée. Cela nous permet d'écrire les équations reliant la température et ses variations spatiales et temporelles, aux sources de chaleur (équations (3.3), (3.8), (3.9)). La résolution de ces équations nous donne alors la valeur de la température et de ses gradients en tout point de l'espace et à chaque instant. La connaissance de la température et de ses gradients permet de calculer la valeur de l'indice de réfraction en chaque

point. Enfin la connaissance de l'indice de réfraction permet, par l'intermédiaire de l'équation iconale, de calculer la trajectoire du faisceau sonde.

Processus de perte d'énergie

Comme nous l'avons souligné dans le paragraphe 3.2.1, nous ne nous intéressons qu'aux processus de diffusion, convection ou déformations élastiques, processus non radiatifs qui résultent de la conversion de l'énergie optique en chaleur. La perte d'énergie par déformation élastique est généralement très faible, en particulier dans la silice dont le coefficient de dilatation thermique est de l'ordre de $0,4 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Nous négligeons également la formation de lentilles induite par ces effets thermoélastiques. Les pertes d'énergie par convection à l'interface solide/air peuvent être négligées car les fréquences de travail se situent entre 100 Hz et 10 kHz tandis que la convection commence à jouer un rôle pour à des fréquences de l'ordre de ou inférieures à 1 hertz.

Equation de diffusion

L'amplitude de la déviation peut être calculée analytiquement dans le cas où la géométrie du problème est suffisamment simple. Si on considère par exemple que l'on a affaire à deux milieux semi-infinis : le substrat et l'air, et si on se place dans le cas d'un chauffage de surface à symétrie cylindrique, on peut trouver une forme relativement simple à la déviation du faisceau sonde. La figure 2 montre la géométrie du problème. En pratique ces deux conditions sont vérifiées car, d'une part le faisceau pompe frappe l'échantillon sous incidence normale et d'autre part le rapport entre le diamètre de nos échantillons et la zone chauffée est de l'ordre de $\frac{\varnothing_{\text{miroir}}}{\varnothing_{z.ch.}} \approx 100$. L'équation de diffusion de la chaleur en coordonnées cylindriques s'écrit dans les deux milieux 1 (miroir) et 2 (air) :

$$\frac{\partial^2 T_{1,(2)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_{1,(2)}}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_{1,(2)}}{\partial z^2} - \frac{1}{D_{1,(2)}} \frac{\partial T_{1,(2)}}{\partial t} = 0 \quad (3.3)$$

où $D_{1,(2)}$ est la diffusivité thermique du milieu 1 (resp. 2) . Le faisceau pompe étant un laser modulé, on choisit pour étudier la composante de Fourier du signal à la pulsation angulaire ω , un terme source de la forme :

$$Q(r, z, t) = \varepsilon P(r) e^{i\omega t} \delta(z) \quad (3.4)$$

avec une forme gaussienne de rayon à e^{-2} égal à w_0 :

$$P(r) = P_0 \frac{2}{\pi w_0^2} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} \quad (3.5)$$

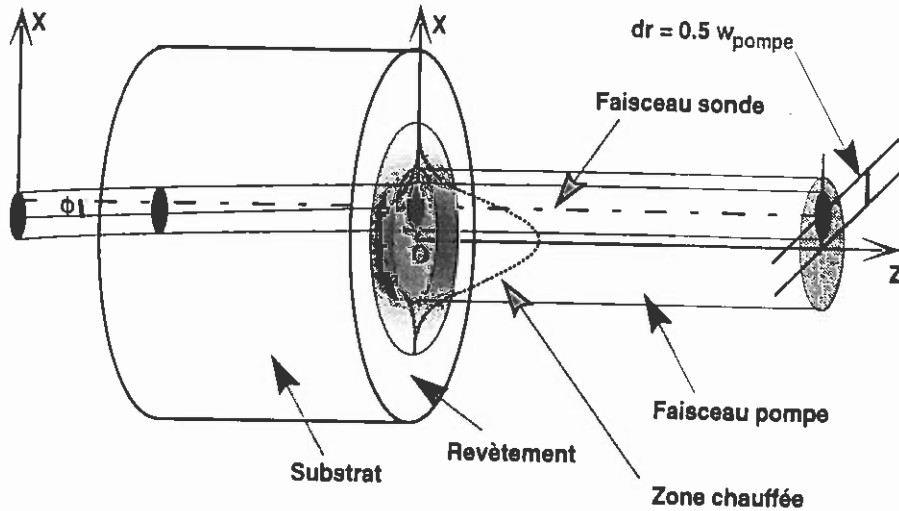


Figure 2 Chauffage à symétrie cylindrique.

$P(r)$ étant l'énergie incidente, dont une fraction ε est évacuée par conduction dans l'air et dans le substrat. Le terme $e^{i\omega t}$ dans (3.4) rend compte de la modulation du faisceau pompe à la fréquence angulaire ω , le terme $\delta(z)$ suppose que l'énergie est absorbée dans le revêtement supposé infiniment fin, définissant le plan $z = 0$, et ε est défini par (3.1). La présence du terme $\delta(z)$ dans (3.4) est correcte dans notre cas particulier car nous testons des miroirs de facteurs de réflexion élevés, typiquement $R = 99,99\%$, donc l'énergie ne parvient pas jusqu'au substrat et d'autre part nous négligeons l'absorption dans l'air qui n'intervient que pour des facteurs d'absorption inférieurs au dixième de ppm (voir § 3.5.2). Enfin, l'épaisseur typique d'un revêtement multicouches est, si on considère par exemple $N = 10$ couches haut indice $n_H \approx 2$ et 10 couches bas indice $n_B \approx 1,5$ d'épaisseur $\lambda/4$:

$$e \approx N \frac{1,064 \times 10^{-6}}{4} \left(\frac{1}{1,5} + \frac{1}{2} \right) \approx 3 \mu m \quad (3.6)$$

le champ électromagnétique de l'onde incidente ne pénètre que dans les toutes premières couches (cf figure 3), soit une fraction de micromètre, cette épaisseur est largement inférieure à toutes les dimensions caractéristiques intervenant dans le problème (voir tableau 3.4 et (3.38)), et on peut donc considérer la profondeur du terme source infiniment fine.

On cherche des solutions de (3.3) de la forme $T(r, z, t) = T(r, z) e^{i\omega t}$.

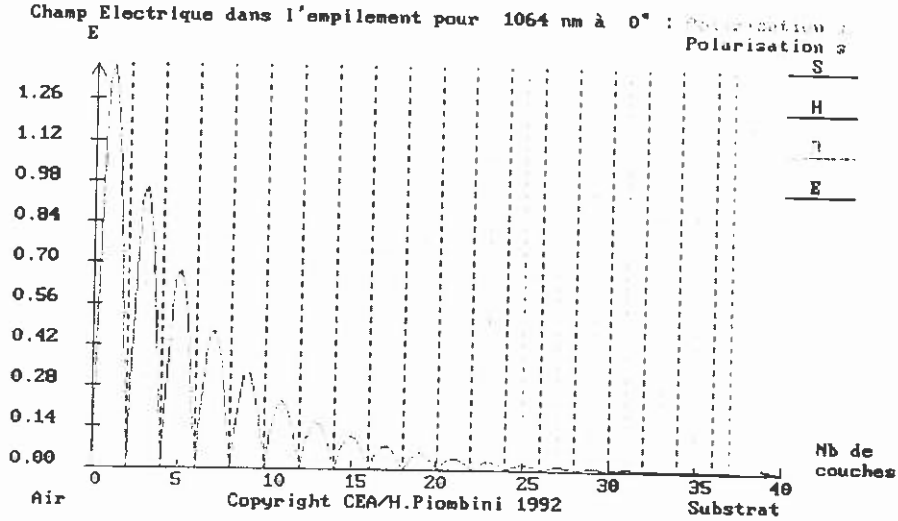


Figure 3 Répartition du champ électrique dans un empilement de lames quart d'onde.

L'équation de propagation devient alors :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{i\omega}{D_{1,(2)}} T = 0 \quad (3.7)$$

Dans la suite on omettra les termes $e^{i\omega t}$. La contribution du terme de chauffage apparaît dans les conditions aux limites à l'interface $z = 0$, qui sont :

- la continuité de la température

$$T_1(r, z = 0) = T_2(r, z = 0), \forall r \quad (3.8)$$

- la continuité du flux

$$\kappa_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} - \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} = Q(r, z = 0), \forall r \quad (3.9)$$

où $\kappa_{1,(2)}$ ($\kappa_{1,(2)} = D_{1,(2)} \rho_{1,(2)} C_{1,(2)}$) est la conductivité thermique du milieu 1 (resp. 2). De manière à simplifier la résolution de l'équation (3.7) on utilise la transformée de Hankel (d'ordre zéro) qui est adaptée à la symétrie cylindrique. On définit ainsi les fonctions $\tau_{1,(2)}(\lambda, z)$ et $\pi(\lambda)$, transformées de Hankel de $T_{1,(2)}(r, z)$ et $P(r)$ par :

$$T_{1,(2)}(r, z) = \int_0^\infty \tau_{1,(2)}(\lambda, z) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \quad (3.10)$$

$$P(r) = \int_0^\infty \pi(\lambda) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \quad (3.11)$$

J_0 étant la fonction de Bessel d'ordre zéro. En utilisant le théorème de différentiation appliqué à la transformée de Hankel et (3.10) dans (3.7) on obtient :

$$\frac{\partial^2 \tau_{1,(2)}(\lambda, z)}{\partial z^2} - \left(\frac{i\omega}{D_{1,(2)}} + \lambda^2 \right) \tau_{1,(2)}(\lambda, z) = 0 \quad (3.12)$$

on pose par la suite :

$$q_{1,(2)}(\lambda) = \sqrt{\frac{i\omega}{D_{1,(2)}} + \lambda^2} \quad (3.13)$$

(3.8) devient :

$$\tau_1(\lambda, z=0) = \tau_2(\lambda, z=0) \quad (3.14)$$

et (3.9) devient :

$$\kappa_1 \left. \frac{\partial \tau_1(\lambda, z)}{\partial z} \right|_{z=0} - \kappa_2 \left. \frac{\partial \tau_2(\lambda, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = \varepsilon \pi(\lambda) \quad (3.15)$$

D'après (3.12) les solutions générales pour $\tau_{1,(2)}$ sont de la forme :

$$\tau_{1,(2)}(\lambda, z) = f_{1,(2)}(\lambda) e^{-q_{1,(2)}(\lambda)|z|} \quad (3.16)$$

(3.14) entraîne alors :

$$f_1(\lambda) = f_2(\lambda) = f(\lambda) \quad (3.17)$$

et (3.15) donne :

$$\kappa_1 f(\lambda) q_1(\lambda) + \kappa_2 f(\lambda) q_2(\lambda) = \pi(\lambda) \quad (3.18)$$

d'où on tire :

$$f(\lambda) = \frac{\pi(\lambda)}{\kappa_1 q_1(\lambda) + \kappa_2 q_2(\lambda)} \quad (3.19)$$

Le profil du faisceau pompe ayant une forme gaussienne, on peut calculer simplement sa transformée de Hankel et (3.11) donne :

$$\pi(\lambda) = \frac{P_0}{2\pi} e^{-\frac{\lambda^2 \omega_0^2}{8}} \quad (3.20)$$

En utilisant (3.20), (3.19) et (3.16) dans (3.10) on obtient enfin la température $T(r, z)$ à une constante additive près :

$$T_{1,(2)}(r, z) = T_{amb} + \varepsilon \frac{P_0}{2\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-\left(\frac{\lambda^2 \omega_0^2}{8} + q_{1,(2)}(\lambda)|z|\right)}}{\kappa_1 q_1(\lambda) + \kappa_2 q_2(\lambda)} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \quad (3.21)$$

T_{amb} étant la température en l'absence de chauffage. L'élévation de température décroît exponentiellement avec la distance au plan $z = 0$ à cause du terme

f [Hz]	μ_{air} [μm]	μ_{SiO_2} [μm]
10	837	161
100	265	51
1000	84	16

Tableau 3.1 Longueurs de diffusion thermique dans l'air et la silice

$e^{-\text{Re}\{q_{1,(2)}(\lambda)\}|z|}$. On appelle longueur de diffusion thermique μ la quantité caractéristique:

$$\mu(\omega) \equiv \frac{1}{\text{Re}\{q_{1,(2)}(0)\}} = \sqrt{\frac{2D_{1,(2)}}{\omega}} = \sqrt{\frac{D_{1,(2)}}{\pi f}} \quad (3.22)$$

Le tableau 3.1 donne quelques valeurs numériques pour μ pour différentes valeurs de f , dans l'air et dans la silice massive.

Déflexion du faisceau sonde

Le faisceau sonde traverse la zone chauffée. l'élévation de température étant toujours faible par rapport à la température ambiante, l'indice de réfraction de la zone chauffée est peu différent de son développement en série de Taylor au premier ordre:

$$n_{1,(2)}(T) \approx n_{1,(2)}(T_{\text{amb}}) + \left. \frac{\partial n_{1,(2)}}{\partial T} \right|_{T=T_{\text{amb}}} \quad (3.23)$$

L'équation iconale, projetée sur le plan orthogonal à la trajectoire du faisceau sonde donne:

$$\frac{d}{ds} \left(n(\vec{r}, t) \frac{d\vec{r}_{\perp}}{ds} \right) = \nabla_{\perp} n(\vec{r}, t) \quad (3.24)$$

où s est l'abscisse curviligne le long de la trajectoire, n est l'indice du milieu traversé et le gradient $\nabla_{\perp} n(\vec{r}, t)$ est calculé dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau. L'angle de déviation $\phi(r, \theta, t)$ d'un faisceau sonde infiniment fin traversant le plan $z = 0$ à une distance r du centre du faisceau pompe est donné par la formule approchée, valable dans le cas des faibles déviations:

$$\begin{aligned} \phi(r, \theta, t) &\approx \frac{d\vec{r}_{\perp}}{ds} = \frac{1}{n_0} \int_{\text{trajectoire}} \nabla_{\perp} n(\vec{r}, t) ds \\ &= \frac{1}{n_0} \int_{\text{trajectoire}} \frac{\partial n}{\partial T} \nabla_{\perp} T(\vec{r}, t) ds \end{aligned} \quad (3.25)$$

où n_0 est l'indice de réfraction en l'absence de chauffage et l'intégrale est calculée le long de la trajectoire du faisceau sonde. On mesure la déviation dans la direction du vecteur \widehat{e}_x ($r = 1, \theta = 0, z = 0$). La déviation totale résulte de la déviation dans l'air et dans le miroir. Bien que l'énergie soit absorbée dans une couche d'épaisseur

supposée infiniment fine, il n'est pas évident que l'épaisseur totale e_r du traitement puisse être négligée devant les longueurs de diffusion thermique, surtout à haute fréquence (voir figure 4).

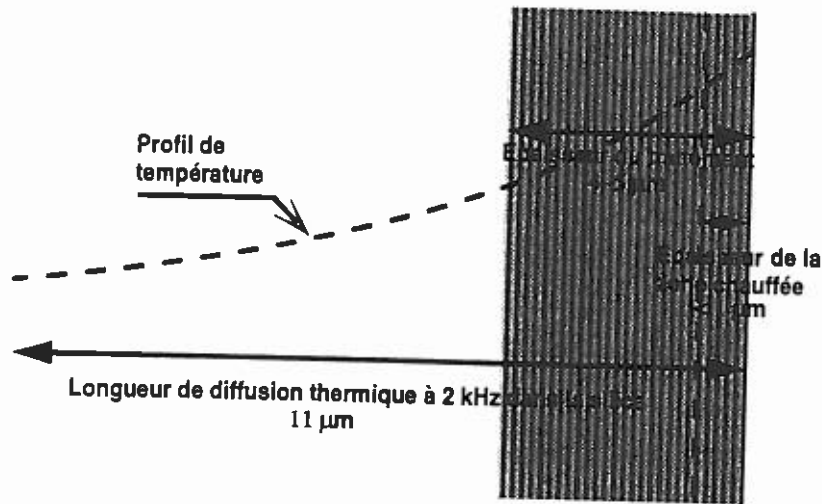


Figure 4 Longueurs caractéristiques à l'intérieur d'un miroir.

Effet de l'épaisseur finie du traitement La présence du traitement peut être prise en compte en considérant des paramètres thermiques et optiques dépendant de la coordonnée z à l'intérieur du miroir. Le revêtement étant constitué d'éléments dont l'épaisseur est une fraction de micromètre, on peut considérer qu'il est vu par le faisceau pompe comme un milieu homogène du point de vue thermique ; on lui associe donc des valeurs de conductivité, diffusivité, dérivée de n par rapport à la température, que l'on notera κ_{1r} ; D_{1r} ; $\frac{\partial n_{1r}}{\partial T}$, les valeurs de ces paramètres dans le substrat étant notées : κ_{1s} ; D_{1s} ; $\frac{\partial n_{1s}}{\partial T}$. Les valeurs de κ_{1r} ; D_{1r} ; $\frac{\partial n_{1r}}{\partial T}$ sont bien sûr artificielles mais on peut choisir pour avoir un ordre de grandeur de ces paramètres, les moyennes des valeurs de ces mêmes paramètres pour la silice en couche et pour le pentoxyde de tantale en couche, moyennes pondérées par les épaisseurs relatives des deux types de matériaux. Par exemple on calcule :

$$\kappa_{1r} = \frac{1}{3,5} (1,5\kappa_{Ta_2O_5} + 2\kappa_{SiO_2}) \quad (3.26)$$

κ_{1r} ; q_{1r} ; $\frac{\partial n_{1r}}{\partial T}$ sont les paramètres thermiques moyens de l'empilement traversés par l'onde thermique. Les valeurs de la table 3.2 sont tirées de [17]. La présence de

	SiO_2	Ta_2O_5	empilement
κ [W/(m · K)]	0,2	0,026	$\sim 0,13$
D [m ² /s]	$1,2 \times 10^{-7}$	$\sim 1 \times 10^{-7}$	$\sim 1 \times 10^{-7}$
$\frac{\partial n_{1r}}{\partial T}$ [K ⁻¹]	$\sim 1 \times 10^{-5}$	$6 \sim 7 \times 10^{-5}$	$2 \sim 2,5 \times 10^{-5}$

Tableau 3.2 Paramètres thermiques du pentoxyde de Tantale et de la silice en couches

résistances thermiques interfaciales peut cependant diminuer sensiblement les valeurs de diffusivité des empilements, leur valeur dépend du procédé de dépôt utilisé.

La position du centre du faisceau sonde sur le plan $z = 0$ est choisie telle que $\theta = 0$ et la direction du faisceau est choisie peu différente du vecteur \widehat{e}_z donc ∇_{\perp} peut être remplacé par $\partial/\partial r$ et en insérant (3.21) dans (3.25) on trouve enfin, en tenant compte du fait qu'avant de frapper le détecteur, le faisceau traverse une interface silice/air. L'intégration de (3.25) sur z dans les trois régions air, revêtement, substrat est immédiate et conduit à :

$$\phi(r, t) = \varepsilon \frac{F_0}{2\pi n_2} e^{i\omega t} \times \left\{ \int_0^{\infty} \left(\underbrace{\frac{\partial n_2}{\partial T} \frac{1}{q_2(\lambda)}}_{\text{air}} + \underbrace{\frac{\partial n_{1r}}{\partial T} \frac{(1 - e^{-q_{1r}(\lambda)e_r})}{q_{1r}(\lambda)}}_{\text{revêtement}} + \underbrace{\frac{\partial n_{1s}}{\partial T} \frac{e^{-q_s(\lambda)e_r}}{q_{1s}(\lambda)}}_{\text{substrat}} \right) \times \frac{e^{-\frac{\lambda^2 w_0^2}{8}}}{\kappa_{1r} q_{1r}(\lambda) + \kappa_2 q_2(\lambda)} J_1(\lambda r) \lambda^2 d\lambda \right\} \quad (3.27)$$

L'épaisseur e_r du traitement est calculée par l'équation (3.6). On peut calculer l'angle de déviation moyen du faisceau sonde en tenant compte de sa dimension finie, il suffit de convoluer $\phi(r, t)$ par la forme gaussienne de la sonde centrée en $(r_{sonde}, \theta = 0)$

$$\tilde{\phi}(r_{sonde}, t) = \phi(x, t) * \sqrt{\frac{2}{\pi w_{sonde}^2}} e^{-\frac{2(x-r_{sonde})^2}{w_{sonde}^2}} \quad (3.28)$$

où le rayon du faisceau sonde w_{sonde} peut être considérée constante sur tout le trajet, car, d'après les paramètres géométriques cités dans le tableau 3.4, la longueur de Rayleigh du faisceau sonde est de l'ordre de dix millimètres. L'intégrale dans (3.28) est calculée sur toute la droite $\theta = 0, z = 0$. La dépendance en r de $\phi(r, t)$ est contenue dans la fonction de Bessel $J_1(\lambda r)$ dans l'intégrale, or $J_1(0) = 0$ et $J_1(\lambda r)|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow 0$, il existe donc une distance sonde/pompe qui rend maximale l'amplitude de $\phi(t)$. Expérimentalement nous travaillons dans cette configuration. La figure 5 montre une mesure de l'amplitude de la déviation en fonction de la distance au centre du

Valeurs	Unités	SiO ₂	Air
n	—	1,456	1
ρ	g/cm ³	2,201	$1,2 \times 10^{-3}$
C	J/g.K	0,772	1,003
ρC	J/m ³ .K	$1,699 \times 10^6$	$1,20 \times 10^3$
$\frac{\partial n}{\partial T}$	K ⁻¹	$1,18 \times 10^{-5}$	-1×10^{-6}
D	m ² /s	$0,81 \times 10^{-6}$	$2,2 \times 10^{-5}$
κ	W/m.K	1,38	0,026

Tableau 3.3 Paramètres thermiques de l'air et de la silice massive

faisceau pompe, les configurations idéales sont celles qui correspondent à un maximum de cette fonction ($\theta = 0, r \approx w_0/2$) ou ($\theta = \pi, r \approx w_0/2$). La déviation du faisceau

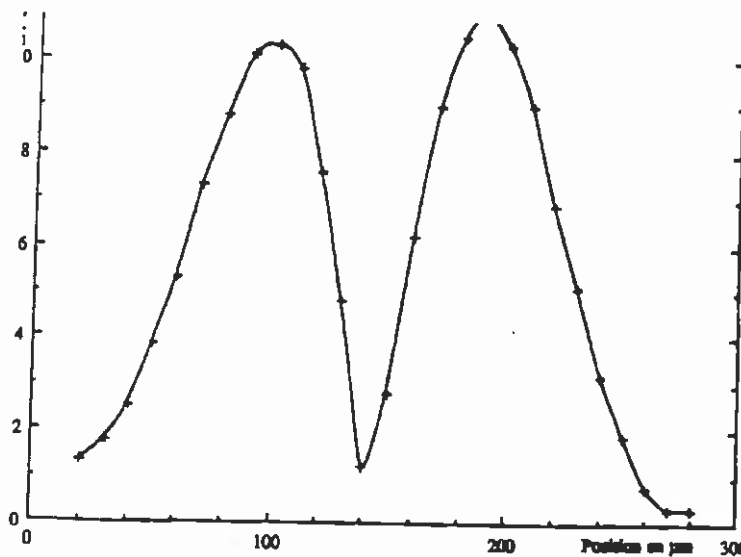


Figure 5 Mesure de l'amplitude en unités arbitraires de la déviation du faisceau sonde en fonction de la distance au centre du faisceau pompe. La déviation est théoriquement symétrique de part et d'autre du point central où la déviation est nulle.

sonde dépend donc, non seulement du coefficient d'absorption ε et de l'intensité du faisceau incident P_0 mais également de dix autres paramètres : $\kappa_{1r,1s,(2)}$, $D_{1r,1s,(2)}$, $\frac{\partial n_{1r,1s,(2)}}{\partial T}$, n_2 a priori aussi mal connus que l'absorption. Pour éliminer ce problème nous devons nous contenter de mesures relatives sur des miroirs dont les revêtements et les substrats sont de même nature et dont l'absorption, pour certains, a pu être mesurée par des méthodes photoélectriques traditionnelles.

Le tableau 3.3 donne quelques valeurs des différents paramètres optiques et

thermiques entrant en jeu dans ce problème

3.3 Sources d'absorption et méthodes de fabrication

Les causes d'absorption dans les couches minces optiques sont un sujet d'étude actuel mené en particulier à Lyon par le groupe de Jean-Marie Mackowski. Le problème est fort complexe car interviennent de nombreux facteurs liés à la méthode de dépôt, à la nature du substrat ainsi qu'à son histoire thermique et mécanique. Il est hors de propos pour nous de présenter une recherche des causes d'absorption mais quelques idées de base sur la physique sous-jacente peuvent faire comprendre quels procédés de fabrication garantissent une absorption minimum.

Deux causes principales d'absorption sont clairement identifiées : une contamination du substrat avant dépôt, ou des couches durant le dépôt, ou de la surface après le dépôt, et une absorption liée à la structure même des couches. La contamination du substrat avant dépôt est minimisée en utilisant des substrats superpolis nettoyés par des procédés adéquats mis en oeuvre à Lyon et la contamination des surface après dépôt est réduite également en nettoyant le miroir. La contamination durant le dépôt est liée au choix de la technologie de fabrication, mais surtout à l'expérience et au savoir faire des ingénieurs. Scheuer *et al.* [16] ont réalisé des études systématiques sur les différents contaminants susceptibles de jouer un rôle dans l'absorption. Les défauts de structure des couches sont étroitement liés à l'énergie des particules déposées.

Les besoins de *Virgo* étant des miroirs stables, peu absorbants, peu diffusants, très réfléchissants, la méthode choisie est une variante de la pulvérisation par faisceau d'ion (I.B.S.). Cette méthode, mise en oeuvre initialement par Wei et Louderback au milieu des années 70, a été développée à l'origine pour la fabrication de miroirs de gyro-lasers. Un faisceau d'ions neutralisé frappe une cible et arrache de celle-ci le matériau à déposer, Ta , Ti ou SiO_2 , qui à son tour vient se fixer sur le substrat du miroir pour former des couches de Ta_2O_5 , TiO_2 ou SiO_2 . Une description simple de cette méthode peut être trouvée dans [2] et [4]. Les couches réalisées par ce procédé ont la propriété de ne pas contenir de motifs géométriques, comme des colonnes qui sont engendrées lors de dépôts par évaporation, et d'être très denses, ce qui les rend plus homogènes que les couches réalisées par d'autres procédés.

3.4 Effets de l'absorption sur la sensibilité de *Virgo*

À l'heure actuelle, l'absorption d'énergie dans les revêtements diélectriques de composants optiques devient un facteur limitant dans des appareils qui nécessitent de très faibles pertes d'énergie, comme les gyro-lasers, ou dans les lasers de puissance pour

lesquels on cherche un contrôle précis de la forme du front d'onde. Dans le cas d'un interféromètre géant comme *Virgo*, une absorption importante dans les revêtements des optiques engendre, entre autres, des effets de lentille thermique donc une dégradation de la qualité du front d'onde réfléchi ou transmis et finalement une diminution du contraste à la sortie de l'interféromètre. Des études sur les conséquences de l'absorption d'énergie dans les composants de grands interféromètres ont déjà été réalisées ; voir, par exemple [15] et [14]. Les deux effets dominants sont : une déformation locale des composants, que l'on peut assimiler à une variation de courbure, et une variation locale d'indice (lentille thermique).

La déformation des composants est causée par leur dilatation au point d'impact du faisceau. L'élévation de température en surface au centre du faisceau est donnée par 3.21

$$\delta T(r=0, z=0) = \varepsilon \frac{P_0}{2\pi\kappa_1} \int_0^\infty e^{-\left(\frac{\lambda^2 w_0^2}{8}\right)} d\lambda = \varepsilon \frac{P_0}{2\pi\kappa_1} \frac{2\sqrt{2\pi}}{w_0} \quad (3.29)$$

où on tient compte du fait que les miroirs de *Virgo* seront sous vide. Cette élévation de température induit une déformation locale δl maximum en $r=0$, dont on peut évaluer grossièrement l'amplitude à

$$\delta l \approx \alpha \delta T(0,0) \approx \frac{\alpha \varepsilon P_0}{w_0 \kappa_1} \quad (3.30)$$

α étant le coefficient de dilatation thermique du miroir ($\alpha \approx 33 \times 10^{-8}$ m/W pour la silice fondue). Le changement local de courbure est de l'ordre de

$$\frac{\delta \rho}{\rho} \approx \frac{2\rho}{w_0^2} \delta l \approx \varepsilon \frac{2\rho \alpha P_0}{w_0^3 \kappa_1} \quad (3.31)$$

L'effet de lentille thermique, qui est utilisé dans notre banc de mesure, est sensible dans les composants qui sont traversés par les faisceaux : la lame séparatrice, le miroir de recyclage et les miroirs d'entrée des cavités. Dans [14] les auteurs montrent que l'effet de lentille est similaire à l'effet de la déformation, à condition de remplacer dans les équations, le terme α par $\partial n / \partial T$.

Les deux phénomènes ont le même effet sur les faisceaux, à savoir une modification de leur courbure. Ils sont les plus critiques à l'intérieur des deux bras où la puissance incidente est de l'ordre de 50 kW. Les composants les plus sensibles sont donc les quatre miroirs des cavités Fabry-Perot de trois kilomètres. En ce qui concerne les miroirs de bout de bras l'absorption aura pour conséquence majeure une diminution de la puissance accumulée dans le mode fondamental et l'excitation de modes d'ordre plus élevé. L'effet sur les miroirs d'entrée est plus complexe car

ceux-ci sont traversés par le faisceau ; une perte d'énergie dans les revêtements se traduira alors non seulement par un effet sur la puissance accumulée dans les cavités, mais également par des variations d'indice du substrat, susceptibles d'engendrer un déphasage entre les deux bras si les facteurs d'absorption des deux miroirs d'entrée ne sont pas identiques, et induire ainsi un signal gravitationnel équivalent directement proportionnel à la différence d'absorption. Les spécifications *Virgo* actuelles les plus sévères sont les suivantes pour les deux miroirs d'extrémité :

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon} &\leq 1 \text{ ppm} \\ |\Delta\varepsilon| &< 0,1 \text{ ppm} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Ces spécifications proviennent des simulations effectuées par Jean-Yves Vinet et Patrice Hello et sont détaillées dans [5] et [6]. Pour pouvoir confortablement mesurer de telles quantités une incertitude de mesure de l'ordre d'un dixième de ppm et une sensibilité de l'ordre d'un centième de ppm sont requises.

En dehors de la modification de courbure des faisceaux lors des réflexions, les contraintes exercées par les revêtements déformés sur les substrats sont une source de biréfringence. La limite de 1 ppm d'absorption assure que ces effets ne seront pas dominants.

3.5 Description de l'expérience

3.5.1 *Le banc Mirage*

Nous utilisons un banc *Mirage* monobloc très compact de manière à éliminer au maximum des effets éventuels d'instabilités mécaniques. Le schéma du banc est présenté sur la figure 6. Le faisceau sonde est un laser hélium-néon de 2 mW focalisé sur la face avant de l'échantillon. L'angle d'incidence de la sonde est variable et nous le fixons généralement à $\theta_{sonde} = 10$ deg. Le faisceau traverse l'échantillon et sa déviation est détectée par une diode à quadrants, le signal reçu est ensuite traité par un amplificateur à détection synchrone dont la fréquence de référence provient du système de modulation du faisceau pompe. La pompe est un laser Nd-Yag dont la puissance peut varier de quelques centaines de milliwatts jusqu'à quelques watts. En pratique nous utilisons une puissance $P_0 = 880 \pm 10$ mW. Ce faisceau est également focalisé sur la face avant de l'échantillon et est perpendiculaire à cette surface. Les rayons des faisceaux sur le miroir sont : $w_{pompe} \approx 90 \mu\text{m}$, $w_{sonde} \approx 40 \mu\text{m}$. L'échantillon est placé dans un support qui permet une mise en place aisée de la face traitée et permet ainsi de changer d'échantillon sans avoir à régler le banc. Le support est fixé à une platine de rotation motorisée ; on étudie l'homogénéité de l'absorption en balayant

des arcs de cercle sur la surface des miroirs. Le banc est protégé de la turbulence atmosphérique par une boîte de Plexiglas.

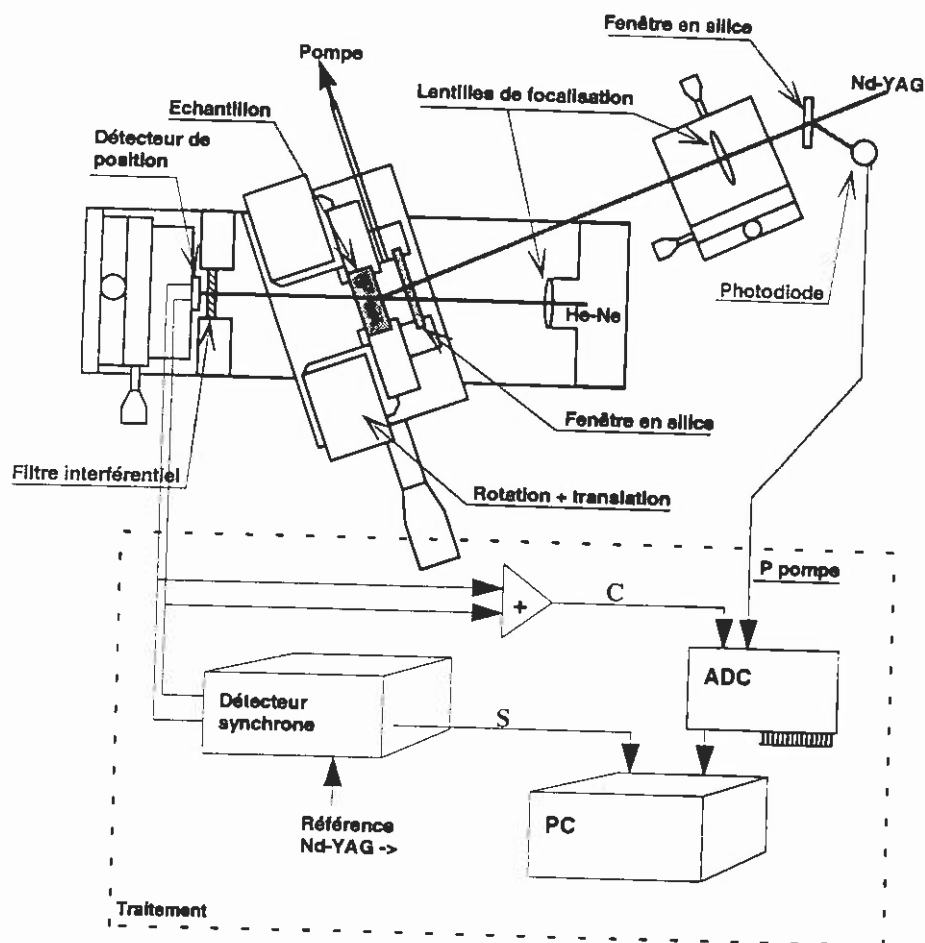


Figure 6 Schéma du banc mirage

Choix du miroir de référence

Le choix de cette référence est un point crucial de la mesure car, comme nous l'avons montré dans le calcul théorique de la déviation mirage, trop d'informations sont nécessaires *a priori* pour espérer réaliser une mesure absolue d'un facteur d'absorption. Nous utilisons comme miroir de référence un échantillon sur silice dont l'absorption moyenne est égale à $\epsilon_{ref} = 9,2 \text{ ppm}$. Nous avons calibré le banc à l'aide d'un échantillon très absorbant dont le facteur d'absorption a pu être mesuré indépendamment photoélectriquement, puis nous avons mesuré l'absorption de notre référence qui s'est avéré avoir la propriété intéressante de ne pas vieillir (deux mesures

de ϵ_{ref} , effectuées à plusieurs années d'intervalle ayant donné, aux incertitudes de mesure près, la même valeur). Nous pouvons, grâce à cet étalon, évaluer uniquement l'absorption de miroirs Ta_2O_5/SiO_2 sur SiO_2 .

Protocole de mesure

La procédure de mesure est la suivante : nous mesurons tout d'abord, pour une valeur fixée P_0 de la puissance incidente, la valeur S_0 de l'amplitude du signal fourni par le détecteur synchrone, ainsi que la valeur C_0 du signal continu frappant les détecteurs. Nous avons donc

$$\epsilon_{ref} = \zeta_{ref} \frac{S_0}{C_0} \quad (3.33)$$

où ζ_{ref} est une constante dépendant de tous les paramètres du problème *sauf* de ϵ_{ref} . Pour déterminer l'absorption d'une pièce quelconque il suffit alors de remplacer l'étalon et de mesurer S et C pour le nouveau miroir. C peut être différent de C_0 si par exemple un traitement sur la face arrière est présent et également suivant la valeur du coefficient de réflexion de l'échantillon à la longueur d'onde de l'Hélium-Néon.

$$\epsilon = \zeta \frac{S}{C} \quad (3.34)$$

Pour des valeurs fixées de P_0 , θ_{sonde} , on voit, d'après (3.27), que ζ et ζ_{ref} ne dépendent que des paramètres thermiques décrits dans le tableau 3.3. Donc si nous faisons l'hypothèse que ces paramètres sont identiques pour les deux échantillons (ce qui est nécessairement vrai pour l'air mais difficilement vérifiable pour le revêtement, même s'il s'agit toujours des deux mêmes matériaux, silice et pentoxyde de tantale), alors $\zeta = \zeta_{ref}$ et nous pouvons déterminer ϵ par :

$$\epsilon = \epsilon_{ref} \frac{S}{S_0} \frac{C_0}{C} \quad (3.35)$$

Le principe de la mesure par effet mirage est fort bien connu, nous nous sommes donc essentiellement efforcés d'améliorer la sensibilité et la précision de cet appareil.

3.5.2 Amélioration et limitations de la sensibilité et de la précision

Amélioration de la sensibilité

Pour des fréquences de quelques dizaines de hertz on module l'intensité du faisceau pompe à l'aide d'un modulateur mécanique. Les sources de bruit les plus importantes sont les instabilités en fréquence et les vibrations du modulateur, transmises au système de mesure par l'air ambiant et par des ondes élastiques dans la table, ainsi que la lumière parasite qui vient frapper les détecteurs. La lumière parasite peut facilement être éliminée par l'utilisation d'un filtre interférentiel et d'un

cache opaque autour du banc, mais les instabilités mécaniques du modulateur, qui sont généralement de quelques pour cent, ne permettent pas d'obtenir une sensibilité meilleure que 0,5 ppm, quel que soit le niveau d'absorption mesuré. Aussi avons-nous décidé d'utiliser un système de modulation interne du laser qui permet de travailler entre 100 Hz et 100 kHz .

Choix de la fréquence de modulation optimale : Plus la fréquence de modulation est élevée, plus la longueur de diffusion thermique, donc l'étendue de la zone chauffée est faible. Donc plus la fréquence est élevée plus l'amplitude du signal est faible. Travailler à basse fréquence peut donc paraître un choix judicieux, mais au dessus d'une certaine fréquence, la longueur de diffusion thermique devient comparable à l'épaisseur du revêtement, or celui-ci, grâce à la présence du Ta_2O_5 , a des propriétés thermiques plus intéressantes que la silice amorphe: $\partial n/\partial T$ plus élevé et conductivité thermique plus faible. Travailler à haute fréquence permet de privilégier cette région particulière de l'échantillon et compense la perte de signal induite par la fréquence élevée. Un balayage systématique des fréquences entre 200 Hz et 10 kHz nous a permis de trouver la fréquence optimale de travail pour laquelle le rapport signal sur bruit est le plus élevé, elle se situe autour de 2 kHz.

Les figures 7 et 8 montrent la déviation induite par une impulsion, en fonction du temps, pour des fréquences de modulation de 100 Hz et 2 kHz. A 100 Hz le rapport cyclique du signal est beaucoup plus mauvais qu'à 2 kHz. On peut donner une interprétation à la présence du plateau durant les cent premières microsecondes du signal à 2 kHz. A l'instant initial toute l'énergie perdue par l'impulsion incidente est absorbée dans les quatre ou cinq premières couches du revêtement ; cette énergie diffuse alors vers l'intérieur du miroir. Tant qu'elle se trouve dans les couches on peut considérer que l'on a affaire à une diffusion à 1 dimension, le signal mirage ne varie alors pratiquement pas. Ensuite le substrat est atteint et on commence à passer en diffusion à 3 dimensions dans un matériau de conductivité plus grande, le signal diminue rapidement. Si on utilise un signal carré à la même fréquence on privilégie moins le revêtement car l'onde thermique atteint le substrat alors que la moitié de l'énergie d'une impulsion a été absorbée, l'amplitude de la déviation est donc moins grande, à puissance moyenne égale, que dans le cas impulsionnel.

A 2 kHz les fluctuations de puissance des laser sont négligeables et les sources dominantes d'instabilité sont la turbulence atmosphérique et les fluctuations de pointé du laser sonde qui entraînent des fluctuations du signal sur des périodes de quelques secondes à quelques dizaines de secondes. Nous avons limité l'influence de la turbu-

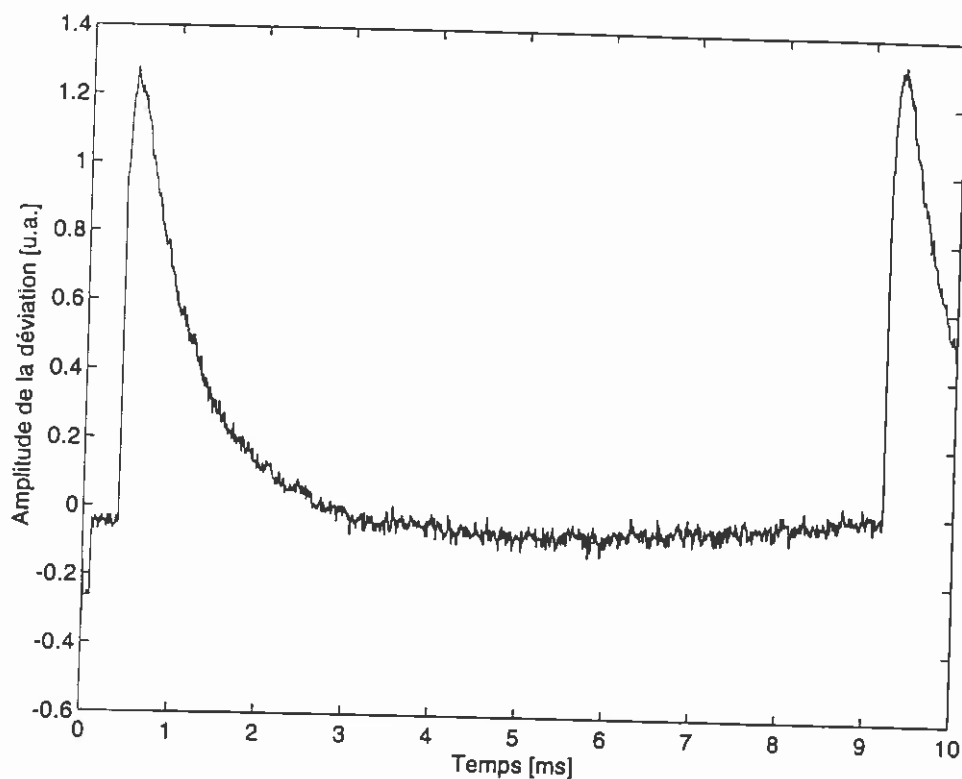


Figure 7 Amplitude de la déviation du faisceau sonde en fonction du temps pour une modulation de 100 Hz.

lence en protégeant le banc dans une enceinte fermée et le faisceau pompe dans un tube. Malheureusement la région la plus sensible aux effets de la turbulence est la zone de chevauchement des deux faisceaux devant l'échantillon, qui est inaccessible. Outre la possibilité de travailler à fréquence élevée, l'utilisation de la modulation interne de la pompe, qui engendre des impulsions dont la durée est de l'ordre de 200 ns, permet d'obtenir des puissances crêtes importantes, de 2 à 3 kW, et compense quelque peu la perte de signal induite par la fréquence de travail élevée.

Limitation de la sensibilité

Un moyen simple d'augmenter la sensibilité de la mesure est d'augmenter la puissance du laser pompe de manière à réduire relativement tous les bruits électroniques. Malheureusement le seuil de dommage des revêtements testés est peu élevé et de plus, semble plus lié à la procédure de fabrication du miroir qu'à la valeur de son facteur d'absorption. Nous n'avons pas trouvé de corrélation entre le facteur d'absorption d'un revêtement et son seuil de dommage, par exemple le seuil de dom-

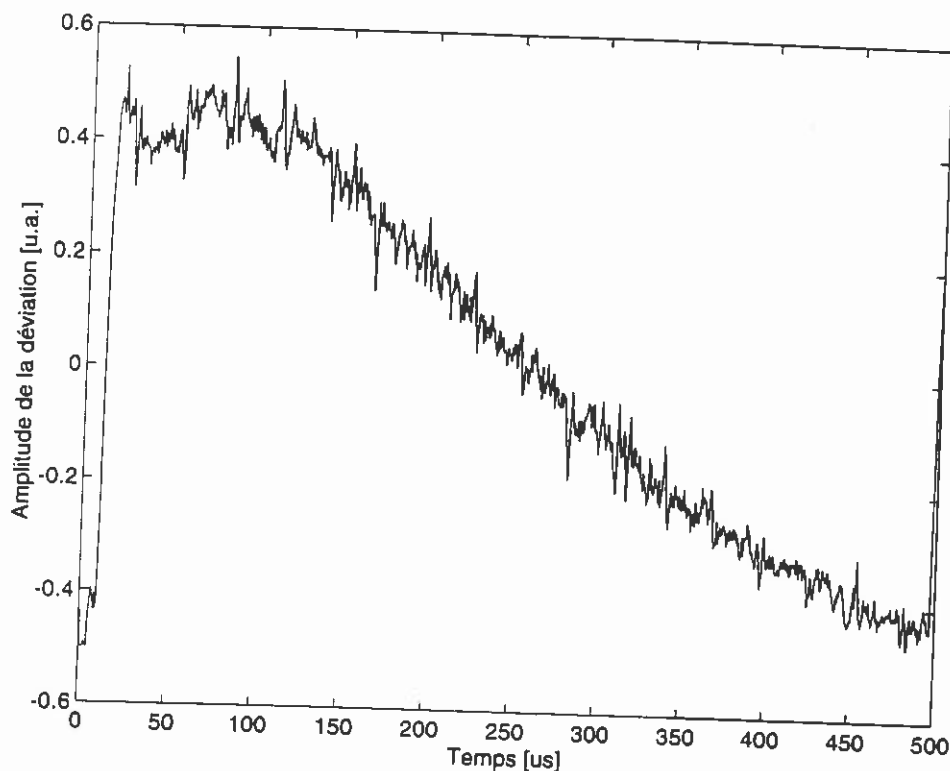


Figure 8 Amplitude de la déviation du faisceau sonde en fonction du temps pour une fréquence de modulation de 2 kHz.

mage de l'échantillon PMS2 (tableau 3.5) a été déterminé à $P = 800$ mW, soit, pour $f = 2$ kHz, un éclairement de $0,6 \text{ J/cm}^2/\text{impulsion}$ tandis que l'échantillon Co91, dix fois plus absorbant, a un seuil de dommage $P > 2\text{W}$, soit, pour $f = 2$ kHz, un éclairement de $1,4 \text{ J/cm}^2/\text{impulsion}$. Comme nous ne pouvons pas risquer d'endommager les échantillons, nous devons travailler au seuil de dommage le plus faible, soit $P_{\text{max}} \approx 800$ mW ce qui limite l'amplitude du signal et donc la sensibilité.

Amélioration de la précision

En dehors des différentes sources de bruit qui limitent la sensibilité de la mesure, nous sommes également sensibles à des dérives lentes:

- Des variations de T_{amb} qui n'entraînent pas de variations des signaux S, S_0, C, C_0 mais génèrent des variations des paramètres optiques et thermiques des différents milieux. Si les substrats des échantillons ne sont pas identiques au substrat de l'étalon, l'hypothèse $\zeta = \zeta_{\text{ref}}$ peut ne plus être vérifiée.

- Des fluctuations de puissance du laser sonde, sur des périodes de quelques heures, qui entraînent des variations des signaux d'à peu près 6%.

Pour éliminer ces difficultés et améliorer la précision de mesure, des mesures rapides sont nécessaires. Notre système de mise en place des faces avant des miroirs sur un plan de référence fixe permet d'effectuer une mesure en quelques minutes et nous donne la possibilité de travailler 'à la chaîne'. Grâce à une carte d'acquisition nous mesurons simultanément le signal S , le continu C à l'aide du détecteur de position, ainsi que la puissance moyenne de la pompe avec une photodiode. Il s'avère que la normalisation de S : $S \rightarrow \frac{1}{P} \frac{S}{C}$ n'améliore pas sensiblement le rapport signal sur bruit.

Limite de la précision

Deux facteurs importants limitent la précision de la mesure. Le premier est lié à l'utilisation d'une référence imparfaite. En effet aucun des miroirs que nous avons testé jusqu'à présent n'a une homogénéité meilleure que 6%. Même en testant toujours la même zone de notre référence nous ne déterminons ε_{ref} qu'à quelques pour cent près et donc, d'après 3.35 la précision de ε est également de quelques pour cent, de même que la précision de $|\Delta\varepsilon|$.

Un second facteur limitant la précision du banc devient critique pour des facteurs d'absorption inférieurs à 0,1 ppm. Il s'agit de l'absorption dans l'air à l'intérieur de la zone de chevauchement des deux faisceaux. En effet si cette absorption ne peut plus être négligée, l'équation 3.27 cesse d'être valable car un second terme, engendré par cette nouvelle source de chaleur dans le volume du milieu 2 entre en jeu dans l'évaluation de $\phi(t)$.

$$\phi(t) = \phi_{surface}(t) + \phi_{air}(t) \quad (3.36)$$

On peut grossièrement évaluer l'importance de la contribution $\phi_{air}(t)$ en comparant ε à $\sigma_{air}L$ où σ_{air} est le coefficient d'atténuation du faisceau pompe dans l'air par unité de longueur et L est la longueur d'interaction des deux faisceaux. A la longueur d'onde du laser Nd-Yag l'absorption dans l'air est essentiellement due à la vapeur d'eau. Nous avons effectué différentes mesures de σ_{air} (voir pour cela le chapitre sur les mesures de pertes totales) et un bon ordre de grandeur est

$$\sigma_{air} \approx 60 \text{ ppm/m} \quad (3.37)$$

A 2 kHz les valeurs des longueurs de diffusion thermique dans l'air et dans la silice

sont

$$\begin{cases} \mu_{\text{air}} (2 \text{ kHz}) \approx 60 \mu\text{m} \\ \mu_{\text{SiO}_2} (2 \text{ kHz}) \approx 11 \mu\text{m} \end{cases} \quad (3.38)$$

Les diamètres des faisceaux étant supérieurs à ces valeurs L est de l'ordre de $\frac{(w_{\text{sonde}} + w_{\text{pompe}})}{\theta_{\text{sonde}}} \approx 1,5 \text{ mm}$ et donc

$$\sigma_{\text{air}} L \approx 0,1 \text{ ppm} \quad (3.39)$$

Dans les conditions normales de fonctionnement de notre banc, c'est à dire dans une atmosphère non contrôlée, la précision maximum que l'on peut atteindre est donc de l'ordre d'un dixième de ppm, mais comme l'amplitude du terme $\phi_{\text{air}}(t)$ est totalement indépendante de l'échantillon, l'absorption dans l'air ne limite pas la sensibilité des mesures et 0,1 ppm n'est pas une limite si on veut étudier l'homogénéité d'un échantillon. Pour éliminer le terme $\phi_{\text{air}}(t)$ nous pouvons simplement remplacer l'air par un gaz moins absorbant comme de l'hélium ou de l'azote ou travailler sous vide. Augmenter θ_{sonde} pour diminuer L s'avère inefficace car l'amplitude de $\phi_{\text{surface}}(t)$ diminue également.

Il est à remarquer que de ces deux facteurs limitant la précision, le premier dépend de la valeur de ε et n'est donc pas critique, même dans le cas de très faibles absorptions si on peut se contenter d'une précision de quelques pour cent, tandis que le second facteur entraîne une limite de précision fixe, indépendante de l'échantillon, et est donc critique quand $\varepsilon \lesssim \sigma_{\text{air}} L$.

3.5.3 Mesures à basse pression

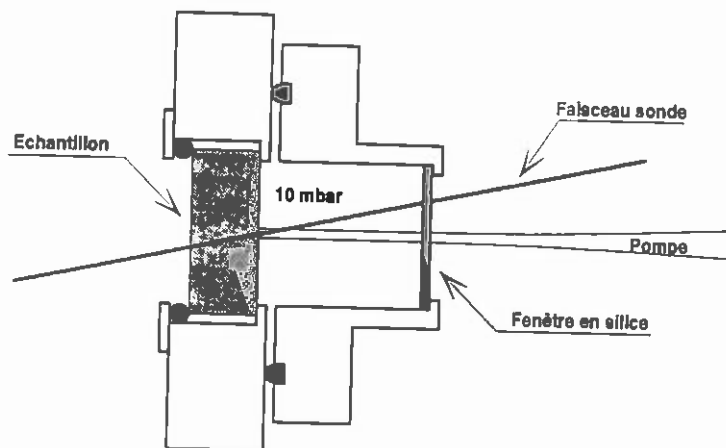


Figure 9 Support d'échantillon avec face avant sous basse pression.

De manière à augmenter la précision en éliminant l'absorption dans l'air dans la zone de chevauchement des faisceaux, nous avons réalisé un support d'échantillon permettant d'isoler uniquement sa face avant à une pression de l'ordre de dix millibars (voir figure 9). De cette manière, la zone pompée étant très localisée, les réglages ne sont pas plus difficiles à effectuer. Travailler à basse pression contribue également à améliorer la sensibilité des mesures. Les effets des fluctuations de pointé des faisceaux, qui sont critiques au voisinage de l'échantillon, sont atténués d'un quart environ, et la contribution de l'air à la déflexion totale, en disparaissant, provoque une augmentation du signal de l'ordre de 30%. A titre d'exemple nous présentons deux mesures effectuées sur un échantillon réalisé par l'I.P.N.L. dont l'absorption est de 1,4 ppm, successivement à pression atmosphérique et à basse pression. Les figures 10 et 11 montrent les variations de d'amplitude et de phase lors du passage entre les deux configurations (le rapport signal sur bruit est faible car le faisceau pompe et le banc n'étaient pas protégés). L'amplitude passe de $7,1 \mu\text{V}$ à $9,3 \mu\text{V}$ (+31%) et la phase augmente d'à peu près 10 degrés. La figure 12 montre le calcul théorique correspon-

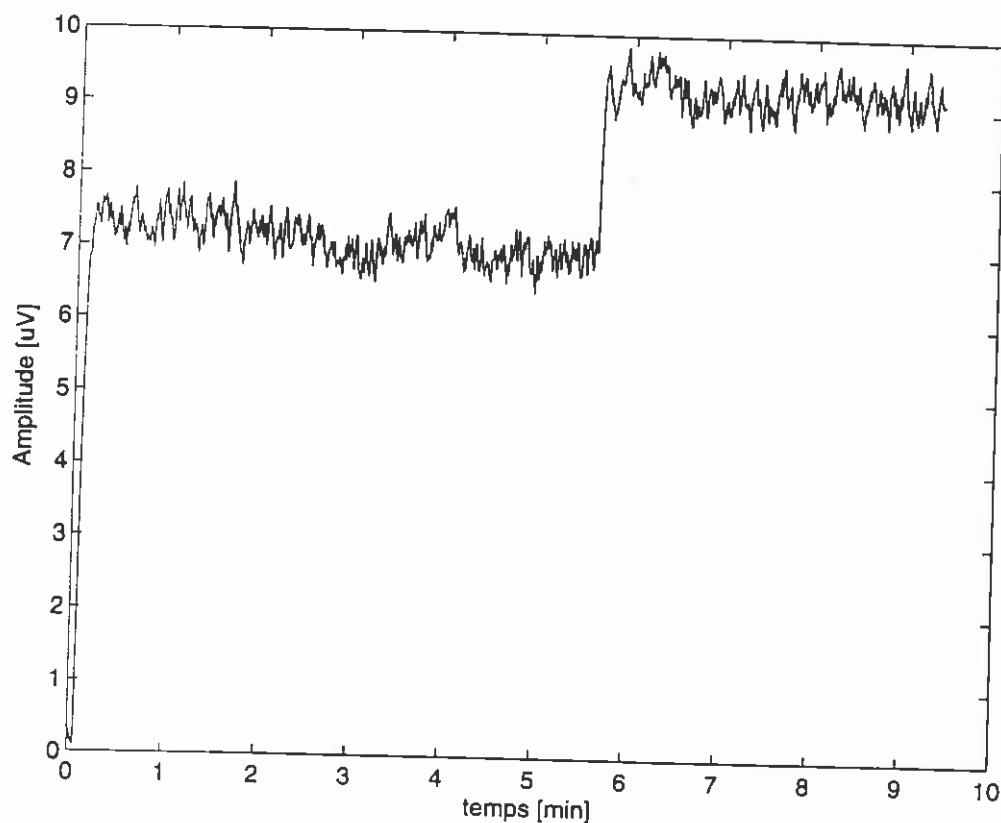


Figure 10 Echantillon D94097. Amplitude du signal mirage. $\epsilon = 1.4\text{ppm}$.

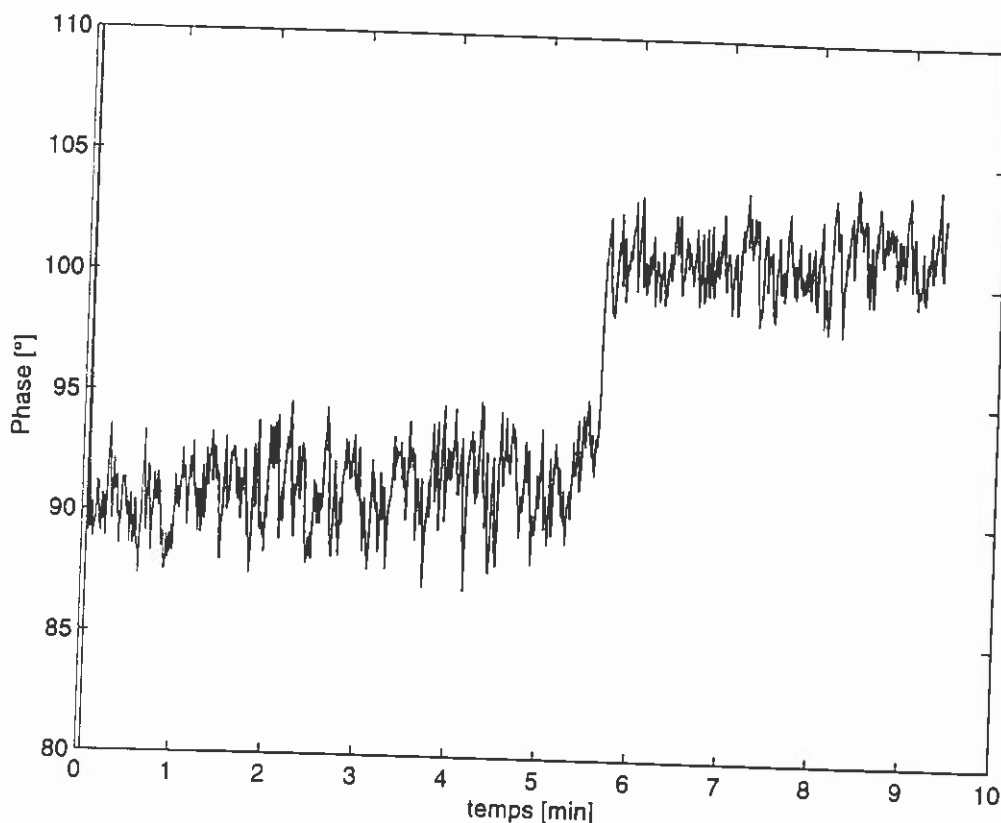


Figure 11 Echantillon D94097. Phase du signal mirage.

dant aux données expérimentales de la mesure précédente, à pression atmosphérique (traits pleins) et sous vide (pointillés). Au maximum de déviation l'augmentation théorique du signal est de 42 % et le déphasage de 9,9 degrés.

3.6 Résultats

Les différents paramètres des mesures sont rappelés sur le tableau 3.4. Toutes ces mesures ont été effectuées à pression atmosphérique.

Les tableaux 3.5 et 3.6 suivants présentent les résultats obtenus sur des échantillons de différentes provenances. Il s'agit de miroirs R_{max} travaillant à $1,064 \mu\text{m}$, constitués de revêtements multicouches $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ déposé par pulvérisation ionique (I.B.S.) sur des substrats de silice fondue. Le diamètre des pièces est de 2,54 cm et la surface traitée varie de 2 à 4 cm². Les échantillons sont nettoyés manuellement à l'aide d'acétone et de méthanol. En utilisant les paramètres cités dans le tableau 3.4 nous avons obtenu expérimentalement pour ζ une valeur de l'ordre de $\zeta \approx 4,5$, avec S, C exprimés en volts et ε en ppm. l'amplitude typique du

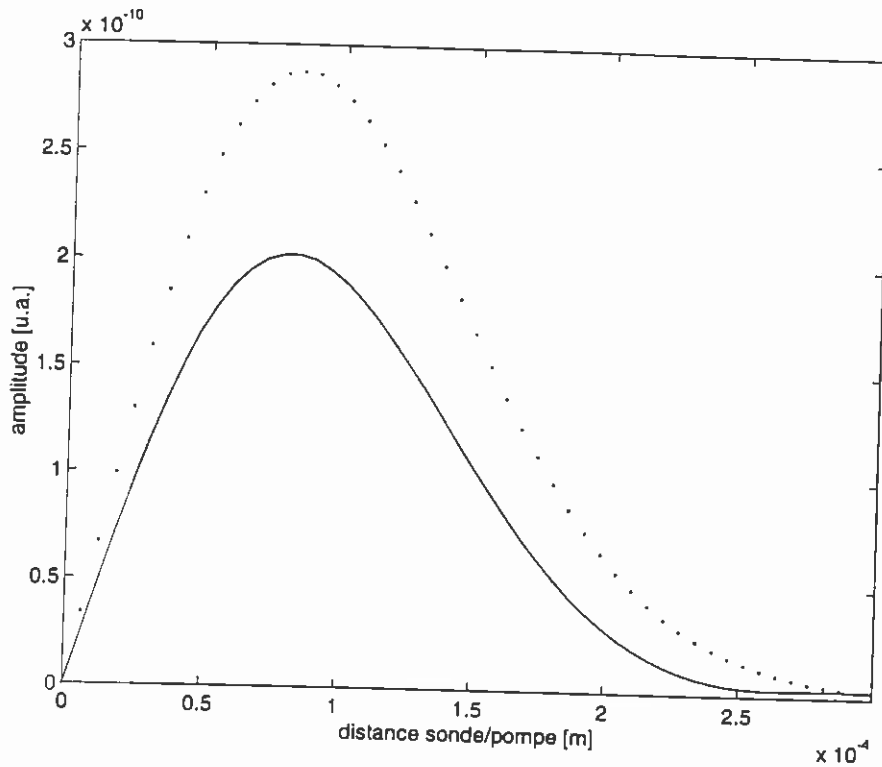


Figure 12 Comparaison déviation mirage à pression atmosphérique (—) et sous vide (···).

signal S est de quelques microvolts. Nous avons évalué l'amplitude de déviation du faisceau sonde à :

$$\frac{\partial \|\phi\|}{\partial \varepsilon} \approx 4,5 \text{ nrad/ppm} \quad (3.40)$$

3.6.1 Miroirs commerciaux

Le tableau 3.5 présente les résultats obtenus sur des échantillon commerciaux provenant de deux compagnies (Sextant Avionique (F.) pour les cinq premiers résultats et P.M.S. (E.U.) pour les deux derniers). Les miroirs P.M.S. ont été testés quelques mois après leur fabrication tandis que les miroirs Sextant ont cinq ans d'âge. Notre étalon est l'échantillon Co91 dont l'homogénéité est de l'ordre de 7%. La première colonne est la valeur moyenne de l'absorption sur la surface du miroir, la seconde contient les valeurs de l'homogénéité $|\Delta\varepsilon|$, et la dernière colonne, qui n'est pas directement liée aux échantillons, présente la sensibilité du banc au moment où la mesure a été effectuée. Les résultats sont présentés par ordre chronologique. L'amélioration brutale de la sensibilité entre les mesures sur PMS1 et PMS2 correspond au moment où nous avons protégé le faisceau pompe de la convexion. Deux

paramètre	Valeur
longueur d'onde pompe	1.064 μ m
puissance pompe	880mW
fréquence pompe	2kHz
largeur des impulsions	200ns
éclairage pompe	0.6J/cm ² /impulsion
angle d'incidence pompe	0deg
rayon sur la surface	90 μ m
longueur d'onde sonde	628nm
puissance sonde	0.5mW
angle d'incidence sonde	9deg
rayon sur la surface	40 μ m
longueur de Rayleigh	11mm

Tableau 3.4 Paramètres du banc Mirage

Echantillon	ϵ [ppm]	$ \Delta\epsilon $ [ppm]	Sensibilité [ppm]
C201	17.9	1.1	6.1×10^{-2}
Co91	9.29	0.6	6.5×10^{-2}
Rmax	6.44	0.9	7.5×10^{-2}
AR	9.70	non mesuré	6.5×10^{-2}
Co92	5.80	1.5	3.9×10^{-2}
PMS1	2.5	0.3	1.4×10^{-2}
PMS2	0.99	0.2	6.0×10^{-3}

Tableau 3.5 Coefficients d'absorption de différents échantillons commerciaux

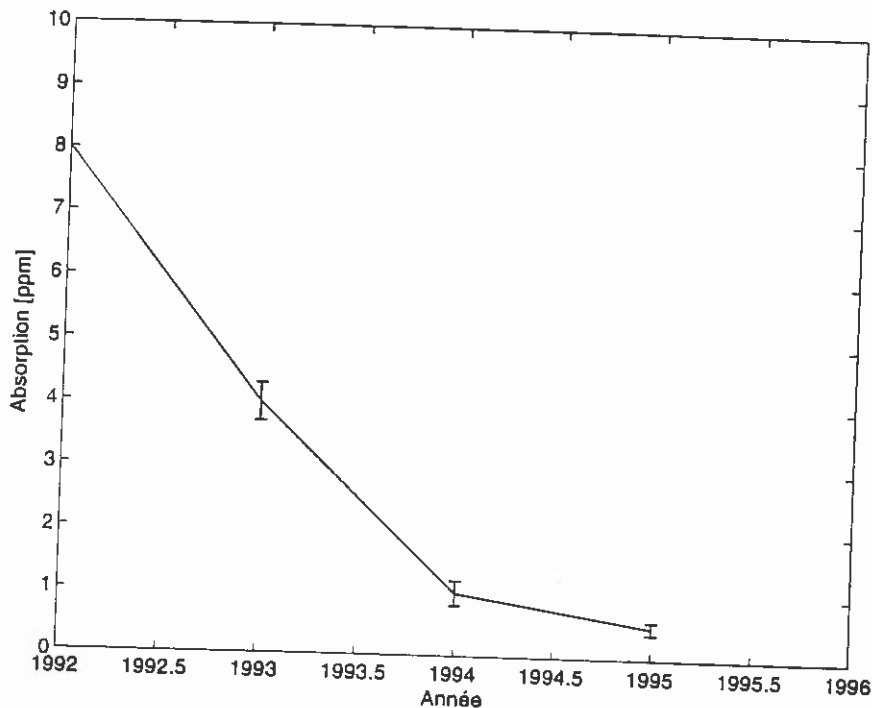
points sont à remarquer, tout d'abord le facteur d'absorption des meilleurs miroirs réalisés en 1994 est passé sous 1 ppm ce qui est bien sûr un point positif pour *Virgo* mais va poser plusieurs problèmes de mesure à court terme puisqu'il est raisonnable de supposer que dès 1997 la barre du dixième de ppm sera franchie. Il faudra alors disposer d'un étalon absorbant moins d'un ppm et dont l'homogénéité sera meilleure que 10 % et il faudra éliminer l'absorption dans l'air.

3.6.2 Miroirs *Virgo*

Le tableau 3.6 présente, également par ordre chronologique, les résultats sur des échantillons réalisés par le groupe *Virgo* de l'IPNL. et mesurés sur un banc de test installé à Paris et la courbe 13 montre, depuis la fin de l'année 1992 jusqu'au début 1995, l'évolution de l'absorption des miroirs réalisés à Lyon et testés sur un banc de

Date	ϵ [ppm]	$ \Delta\epsilon $ [ppm]
10/92	7	non mesuré
09/93	2.6	0.4
04/94	2.0	0.3
06/94	1.2	non mesuré

Tableau 3.6 Absorption de miroirs fabriqués par SMA-IPNL

Figure 13 Progrès réalisés depuis 1992 par le groupe *Virgo* de Lyon

test installé sur place. L'absorption est tombée sous 1 ppm à la fin de 1994 et au vu de cette courbe il est raisonnable de penser que *Virgo'99* pourra utiliser des miroirs absorbant moins d'un dixième de ppm.

Nous avons illustré par la figures 14 la stabilité et la sensibilité que nous pouvons obtenir dans la configuration idéale. Le miroir testé a une absorption de 1,4 ppm, ces figures montrent la stabilité du signal mirage sur une période de 150 minutes. Le rapport signal sur bruit est ici égal à 167, ce qui représente une sensibilité de 8 ppb. La montée lente entre $t = 0$ et $t = 2000$ s et due a la stabilisation lente de la puissance du laser pompe, mis en route quelques instants seulement avant le début de l'acquisition.

Figure 14 Mesure durant 9000 secondes de la déviation mirage induite par un miroir IPNL absorbant 1,4 ppm

3.6.3 Commentaires sur les mesures d'homogénéité

L'absorption des revêtements a atteint aujourd'hui, tout du moins sur des échantillons de petites dimensions, les niveaux souhaités pour *Virgo*. Par contre l'homogénéité relative $|\Delta\varepsilon|/\varepsilon$ ne semble pas s'améliorer de manière significative. Les valeurs de $|\Delta\varepsilon|$ données dans les tableaux de résultats ne donnent aucun renseignement quand à l'étendue spatiale des inhomogénéités rencontrées. Nous avons effectué des mesures de profils d'absorption en déplaçant les échantillons grâce à une platine de rotation motorisée tout en conservant le plan de référence fixe correspondant à la position de la face avant de l'échantillon. La longueur des profils ainsi mesurés est de l'ordre de 1 cm, ils font apparaître des périodes spatiales caractéristiques de plusieurs millimètres et pas de pics brutaux, hormis ceux induits par une contamination en surface. Cela semble suggérer que l'inhomogénéité du facteur d'absorption n'est pas le fait de centres absorbants ponctuels et isolés mais plutôt de défauts des couches ou des interfaces sur des surfaces caractéristiques de quelques millimètres carrés. Une autre explication pourrait être la présence, au niveau du substrat, de 'germes' susceptibles

de déformer toutes les couches. La figure 15 montre un profil mesuré sur l'échantillon PMS1. La longueur du balayage est de 4 mm, l'échelle verticale est de 0,3 ppm/ μ V.

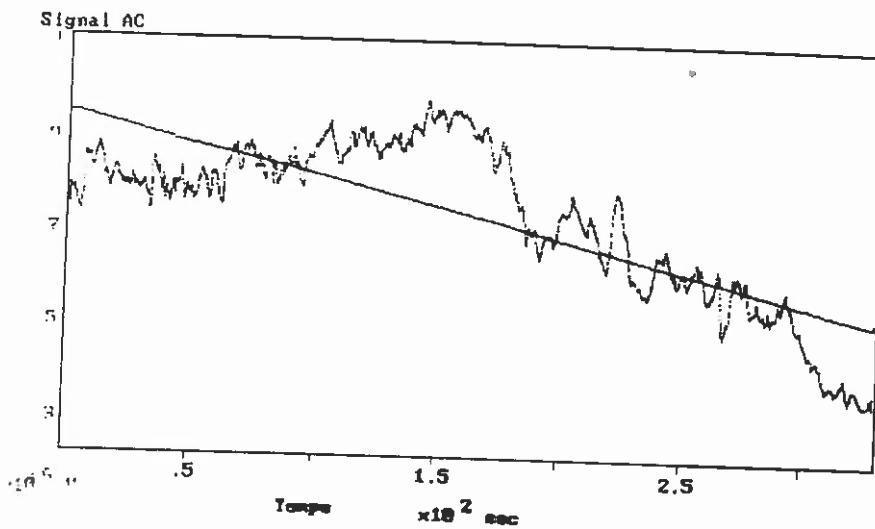


Figure 15 Profil d'absorption d'une petite région du miroir PMS2. Longueur de balayage : 4 mm ; échelle verticale : 0.3 ppm/ μ V.

3.7 Conclusion

Pour mesurer les coefficients d'absorption des revêtements réfléchissants de miroirs multidiélectriques nous avons mis en place un banc de détection mirage. Nous avons obtenu, pour des niveaux d'absorption de l'ordre du ppm, une incertitude de mesure d'un dixième de ppm et une sensibilité de six centièmes de ppm. Nous avons pu ainsi mesurer l'absorption moyenne et l'homogénéité de miroirs commerciaux et de miroirs réalisés par le Service de Matériaux Avancés de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Le meilleur miroir que nous avons testé avait une absorption inférieure à 1 ppm et une homogénéité relative de 20 %.

3.8 Références bibliographiques

1. J. P. Roger, D. Fournier, A. C. Boccara et F. Lepoutre, "Coatings Characterizations by the Mirage Effect and the Photothermal Microscope," *J. Phys. Colloque C5*, supplément au n 5, T50, 295-309 (1989).
2. D. T. Wei, "Ion Beam Interference Coating for Ultralow Optical Loss," *Appl. Opt.* **28**, 2813-2816 (1989).
3. J. Opsal, A. Rosencwaig et D. Willenborg, "Thermal-Wave Detection and Thin-Film Thickness Measurements with Laser Beam Deflection," *Appl. Opt.* **22**, 3169-3176 (1983).
4. A. T. Howe et D. D. Phillips, "High Quality Coatings Earn Their Keep," *Photonic Spectra*, n 7, 143-147 (1993).
5. P. Hello, "Spécification des Coefficients d'Absorption (Substrats et Coatings) : Abaques," *Virgo note OPTMI001* (1993).
6. P. Hello et J.Y. Vinet, "Phase Noise Induced by Fluctuations of Absorbed Power in Mirrors," *Virgo note PJT93/022* (1993).
7. M. Montecchi et E. Masetti, "Characterization of Some Suitable Deflecting Liquids in Photothermal Deflection Spectroscopy," *Appl. Opt.* **29**, 3989-3990 (1990).
8. P. Cielo, "Pulsed Photothermal Evaluation of Layered Materials," *J. Appl. Phys.* **56**, 230-234 (1984).
9. T. Loarer et J.-J. Greffet, "Application of the Pulsed Photothermal Effect to Fast Temperature Measurements," *Appl. Opt.* **31**, 5350-5358 (1992).
10. J. P. Roger, F. Charbonnier, D. Fournier et A. C. Boccara, "Photothermal Spectroscopy of Laser Materials," *Proceedings of the International Conference on Lasers '88*, Mc Lean, VA, USA : STS Press (1989).
11. W. B. Jackson, N. M. Amer, A. C. Boccara et D. Fournier, "Photothermal Deflection Spectroscopy and Detection," *Appl. Opt.* **20**, 1333-1344 (1981).
12. A. C. Boccara et D. Fournier, "Sensitive Photothermal Deflection Technique For Measuring Absorption in Optically Thin Media," *Opt. Lett.* **5**, 377-379 (1980).
13. J. P. Roger, Thèse de Doctorat, "Contributions à l'Etude des Surfaces, Interfaces, et Films Minces par la Méthode Mirage", Université Pierre et Marie Curie (1988).
14. W. Winkler, K. Danzmann, A. Rüdiger et R. Shilling, "Heating by Optical Absorption and the Performance of Interferometric Gravitational-Wave Detectors," *Phys. Rev A* **44**, n 11, 7022-7036 (1991).
15. P. Hello et J. Y. Vinet, "—," *J. Phys. (Paris)* **51**, 2243 (1990).

16. V. Scheuer, M. Tilsh et T. Tschudi, "Reduction of Absorption Losses in Ion Beam Sputter Deposition of Optical Coatings for the Visible and Near Infrared," SPIE Proceedings Vol. 2253, *Optical Interference Coatings*, pp 445-454 (1994).
17. M. Commandré, *Caractérisation de l'Absorption dans les Composants Optiques en Couches Minces par Déflexion Photothermique*, These de Doctorat d'Etat ENSPM (1992).

Chapitre 4

RÉFLECTIVITÉ

4.1 Introduction

Ce quatrième chapitre est divisé en deux parties. Dans une première partie nous décrivons une méthode de mesure de pertes totales de miroirs hautement réfléchissants (typiquement $R \geq 0,99995$). Nous présentons tout d'abord différentes variantes de cette méthode de mesure couramment utilisées, en précisant leurs avantages et leurs inconvénients ; puis nous donnons une description mathématique de la méthode choisie, ensuite nous détaillons le montage réalisé et nous présentons quelques résultats obtenus sur des miroirs commerciaux. Dans la seconde partie du chapitre nous décrivons un montage original permettant d'évaluer l'homogénéité du facteur de réflexion de pièces quelconques.

4.2 Réflectivité des miroirs *Virgo*

Les traitements réfléchissants des composants optiques de *Virgo* présentent des caractéristiques variées, citons :

1. La lame séparatrice a une face dont le facteur de réflexion est : $R = 0,5$
2. Les miroirs d'entrée des cavités ont des facteurs de réflexion peu élevés : $R = 0,85$;
3. Le miroir de recyclage a un facteur de réflexion que l'on peut appeler 'standard' : $R = 0,99$;
4. Les miroirs de bout de bras ont des facteurs de réflexion élevés (que l'on note en général R_{max}) : $R > 0,99995$.

Les méthodes pour évaluer ces facteurs sont de deux types et seront présentées dans la section suivante. La fabrication de pièces ayant ces caractéristiques est courante mais *Virgo* a également besoin d'une parfaite homogénéité de ces traitements. En effet une inhomogénéité de R , en particulier dans les deux cavités, résultera

en un transfert d'énergie du mode fondamental vers des modes d'ordres plus élevés et donc en un affaiblissement du signal à la sortie de l'interféromètre. Enfin, si les facteurs de réflexion de deux pièces symétriques ne sont pas égaux, il en résultera une dissymétrie entre les deux bras et une perte de contraste en sortie. L'homogénéité des facteurs de réflexion des quatre composants formant les deux bras doit être meilleure que 10^{-4} . L'évaluation de l'homogénéité nécessite un banc de mesure différent de ceux utilisés pour mesurer R , l'étude de ce banc sera l'objet de la dernière section.

4.3 Pertes totales

La mesure du facteur de réflexion d'un composant optique est un test classique de métrologie optique et il existe à l'heure actuelle des méthodes déjà éprouvées et relativement simples à mettre en oeuvre. Cependant les niveaux de réflectivité des composants de *Virgo* sont très différents les uns des autres et des méthodes différentes doivent être utilisées. Nos efforts ont porté essentiellement sur la mesure des facteurs de réflexion très élevés des miroirs de bout de bras, pour lesquels la précision de mesure doit être la plus grande.

4.3.1 mesure d'un facteur de réflexion $R < 0,99$

Une méthode simple pour évaluer le facteur de réflexion d'un miroir consiste à mesurer, à l'aide d'un wattmètre, la puissance d'un faisceau lumineux transmise par le miroir ainsi que la puissance incidente. Si on peut négliger toute forme de perte (absorption, diffusion...) on a :

$$R = 1 - T \quad (4.1)$$

ou R est le facteur de réflexion en énergie du miroir et T son facteur de transmission. En mesurant $P_{incident}$ et $P_{transmis}$ on calcule R par :

$$R = 1 - \frac{P_{transmis} \times (1 + \vartheta)}{P_{incident}} \quad (4.2)$$

où ϑ est un coefficient dont la valeur dépend du traitement qui a été déposé sur la face arrière du miroir ($\vartheta \approx 0,04$ si la face arrière n'est pas traitée et en absence de réflexion multiple et de phénomènes d'interférences). Cette méthode n'est malheureusement utilisable que si $P_{transmis}$ n'est pas négligeable devant $P_{incident}$ et si seules les pertes par transmission ne sont pas négligeables. En pratique la méthode n'est utilisable que si $R < 0,99$, elle pourra cependant être utilisée pour le miroir de recyclage ($R = 0,99$) ainsi que sur les deux miroirs d'entrée des cavités Perot-Fabry ($R = 0,85$) et la séparatrice ($R = 0,5$). Nous n'avons pas mis en place ce banc de mesure car il ne semble poser aucune difficulté de réalisation. Afin d'éviter des problèmes

d'interférences induites par un effet de cavité entre les deux interfaces du composant il semble judicieux d'utiliser une source de lumière incohérente comme une diode superradiante à $1.064 \mu\text{m}$.

4.3.2 Mesure d'un facteur de réflexion élevé ($R > 0,99$)

Même si on peut négliger les pertes par absorption et diffusion, il est nécessaire, pour pouvoir mesurer des facteurs de réflexion plus élevés, de *ne pas* avoir à comparer un signal donné par le faisceau incident avant transmission à celui donné après transmission, car l'amplitude de ces deux signaux est alors très différente et l'incertitude sur la mesure du premier peut être supérieure à la valeur du second ! Une méthode couramment mise en oeuvre consiste à utiliser la propriété d'une cavité Fabry-Perot à *stocker la lumière*. Une cavité Fabry-Perot, dans la géométrie la plus simple, est constituée de deux miroirs plans face à face. Si une onde électromagnétique entre dans cette cavité elle est alors réfléchié successivement par les deux miroirs et lors de chaque réflexion une fraction $(1 - R_1 R_2)$ de l'énergie de l'onde quitte la cavité soit par transmission à travers les miroirs, soit par absorption, soit par diffusion. A l'extérieur de la cavité on va donc pouvoir observer, à l'aide d'un détecteur adéquat, un flux transmis dont l'intensité, proportionnelle à l'énergie stockée dans la cavité, a une dépendance temporelle qui est fonction du flux incident et des facteurs de réflexion des deux miroirs. L'observation de la dépendance temporelle du flux incident et du flux transmis permet d'évaluer la fonction de transfert de la cavité et ainsi de mesurer les facteurs de réflexion des deux miroirs. Les différents types de bancs de mesures basés sur l'observation du flux transmis ne se distinguent en fait que par le choix de la forme du flux incident, mais dans tous les cas ils ne permettent d'avoir accès directement qu'au produit des deux facteurs de réflexion.

Flux incident constant

La méthode la plus couramment utilisée consiste à éclairer la cavité avec un faisceau laser d'intensité constante, de géométrie adaptée au mode fondamental TEM_{00} de la cavité, et à trouver une configuration résonnante de la cavité en déplaçant un des miroirs à l'aide de céramiques piezoélectriques [5][2][3]. Une fois la résonance atteinte le flux incident est coupé grâce à un obturateur acousto-optique et la décroissance exponentielle du flux transmis est détectée avec une photodiode. Même avec des miroirs très réfléchissants une seule acquisition est suffisante pour mesurer \bar{R} , le facteur de réflexion moyen des deux miroirs, puisqu'à la résonance l'intensité du flux transmis est maximum et la valeur du signal est toujours largement supérieure au bruit électronique. La mise en oeuvre de cette méthode pose cependant une difficulté

si l'on doit caractériser des miroirs ayant les spécifications *Virgo* ($R > 0,99995$) car alors le temps de stockage des photons dans la cavité

$$\tau = \frac{-2L}{c \ln(R_1 R_2)} \quad (4.3)$$

peut être très long, plusieurs dizaines de microsecondes pour une cavité d'une trentaine de centimètres, la finesse théorique (réflectrice) de la cavité, définie par :

$$F \equiv \frac{\pi (R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}} \quad (4.4)$$

est très élevé ($F = 31000$ pour $\bar{R} = 0,9999$) et il peut donc s'avérer très difficile de conserver la cavité résonnante sur des temps aussi longs avec une précision sur sa longueur de l'ordre de $\lambda/2F$. Nous n'avons pas essayé d'utiliser cette méthode bien que Rempe, Thompson *et al.* dans [5] rapportent en 1992 la mesure d'un facteur de réflexion de 0,9999984 mais avec une cavité de longueur 4 mm plus facile à stabiliser thermiquement.

Flux incident modulé en amplitude

En modulant l'intensité du faisceau incident à la fréquence f , on observe un déphasage $\Delta\phi$ entre l'onde incidente et l'onde transmise dont la valeur est donnée par la formule :

$$\Delta\phi = \text{arctg} \left(\frac{2\pi f L}{c (1 - \sqrt{R_1 R_2} + L\sigma)} \right) \quad (4.5)$$

où L est la longueur de la cavité, c la vitesse de la lumière dans la cavité et σ est un coefficient d'atténuation (en m^{-1}) qui tient compte de l'absorption à l'intérieur de la cavité [1][4]. Cette méthode a un désavantage par rapport à la première : deux mesures indépendantes sont nécessaires pour avoir accès à $R_1 R_2$; tout d'abord on doit mesurer la phase du signal en l'absence de cavité, en pratique en enlevant un des miroirs, et ensuite mesurer la phase avec les deux miroirs. Cette méthode, que nous avons testée, s'est révélée peu sensible et de plus le risque de salir les miroirs est accru par le nombre de manipulations nécessaires. Billardon, Couprie *et al.* [3] ont obtenu par cette voie une sensibilité $\Delta R \approx 5 \times 10^{-4}$ pour un temps d'intégration de 1 s. Nous n'avons jamais atteint avec cette méthode la sensibilité nécessaire pour tester des miroirs *Virgo*.

Pour pouvoir correctement évaluer les pertes totales par cette mesure de déphasage il est nécessaire de moyennner le signal sur des temps longs pour permettre au système de dériver. En effet, avec cette méthode particulière, une cavité trop stable

Temps	Symbole	Formule	Valeur typique
aller et retour dans la cavité	τ_c	$2L/c$	2,6 ns
durée des impulsions	τ_i	—	200 ns
temps de stockage	τ_p	$-2L/(c \ln(R_1 R_2))$	10 μ s

Tableau 4.1 Temps caractéristiques entrant en jeu dans le problème.

mécaniquement ou un laser stabilisé en fréquence, entachent les mesures d'une erreur systématique (voir [3]).

Les deux méthodes que nous venons de présenter nécessitent la recherche d'une configuration résonnante de la cavité avec faisceau injecté. Nous avons développé une méthode originale qui permet l'utilisation d'un laser multimode et ne requiert pas de système d'asservissement de la position des miroirs.

Impulsions exponentielles

La dernière méthode envisagée consiste à éclairer la cavité avec des impulsions lumineuses de forme connue et à mesurer $R_1 R_2$ en étudiant la déformation des impulsions à la traversée de la cavité. Comme la fréquence des impulsions peut être arbitrairement grande (l'intervalle entre deux impulsions devant cependant rester supérieur au temps caractéristique de stockage) il est possible de moyennner rapidement un grand nombre de mesures et ainsi il n'est plus nécessaire de travailler à la résonance. En contrepartie le flux émergent est faible et il est nécessaire d'utiliser un photomultiplicateur. Cette méthode s'étant avérée simple à mettre en oeuvre et très sensible, c'est celle que nous avons choisie. Les différentes méthodes sont schématisées sur la figure 1

4.3.3 Théorie

Avant de détailler les calculs permettant de mettre en évidence l'effet d'une cavité Fabry-Perot sur la forme d'une impulsion lumineuse il est nécessaire de donner quelques ordres de grandeur (c.f. tableau 4.1) des temps caractéristiques du problème, L étant la longueur de la cavité. Le temps de stockage de la lumière τ_p caractérise l'intensité lumineuse.

L'étendue spatiale d'une impulsion laser de 200 ns est de l'ordre de 60 mètres, donc quand une telle impulsion pénètre dans une cavité, elle se 'replie' sur elle même un grand nombre de fois et on doit utiliser dans les calculs, non pas l'intensité, mais l'amplitude du champ électromagnétique, afin de tenir compte des effets d'interférences dans la cavité. Nous posons comme hypothèse que la valeur du facteur de réflexion, mesuré par cette méthode, ne dépend pas de la forme spa-

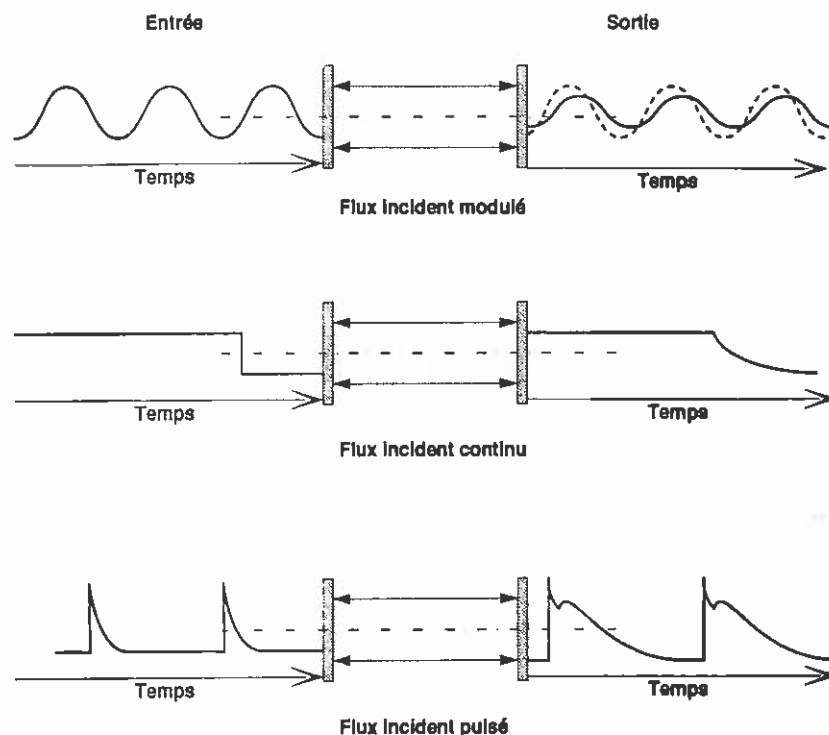


Figure 1 Trois utilisations possibles d'une cavité Fabry-Perot pour mesurer un coefficient de réflexion.

tiale du faisceau incident (le facteur de réflexion est supposé homogène). Si on se place dans l'approximation d'une onde incidente monochromatique plane, le champ incident peut être écrit comme :

$$A_i(t) = A_0 H(t) e^{-\frac{t}{2\tau_i}} e^{i(\omega t + \varphi)} \quad (4.6)$$

L'impulsion a une forme exponentielle décroissante, ω est la fréquence angulaire de l'onde électromagnétique, φ est une phase arbitraire mais constante pendant la durée de l'impulsion considérée et que l'on peut choisir égale à zéro, et H est la *fonction de Heaviside* définie par :

$$H(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & t \geq 0 \end{cases} \quad (4.7)$$

Le facteur 2 dans le terme $e^{-\frac{t}{2\tau_i}}$ provient du choix dans la définition de τ_i qui caractérise l'intensité du champ plutôt que son amplitude. On considère une cavité Fabry-Perot constituée de deux miroirs plans infinis et non déformés. L'amplitude du champ transmis, qui résulte de la contribution des champs transmis successivement à chaque réflexion, est donnée par :

$$A_o(t) = t_1 t_2 A_i \left(t - \frac{\tau_c}{2} \right) + r_1 r_2 t_1 t_2 A_i \left(t - \frac{\tau_c}{2} - \tau_c \right) + (r_1 r_2)^2 t_1 t_2 A_i \left(t - \frac{\tau_c}{2} - 2\tau_c \right) + \dots \quad (4.8)$$

où t_1, t_2, r_1, r_2 sont les facteurs de transmission et de réflexion en amplitude des deux miroirs. En utilisant (4.6) on écrit (4.8) comme :

$$A_o(t) = t_1 t_2 A_0 e^{-\frac{\tau_c}{4\tau_i}} e^{-\frac{t}{2\tau_i}} e^{i(\omega t + \varphi - \omega \frac{\tau_c}{2})} \sum_{n=0}^{\infty} (r_1 r_2)^n e^{-i\omega n \tau_c} e^{\frac{n\tau_c}{2\tau_i}} H \left(t - \frac{\tau_c}{2} - n\tau_c \right) \quad (4.9)$$

De manière à simplifier la formule on pose $A_0 e^{-\frac{\tau_c}{4\tau_i}} = A'_0$ et $\varphi - \omega \frac{\tau_c}{2} = \varphi'$. Le terme $e^{-i\omega n \tau_c}$ représente le déphasage des différentes contributions dû au retard induit par les allers et retours dans la cavité de longueur L (voir figure 2). Le terme $H \left(t - \frac{\tau_c}{2} - n\tau_c \right)$

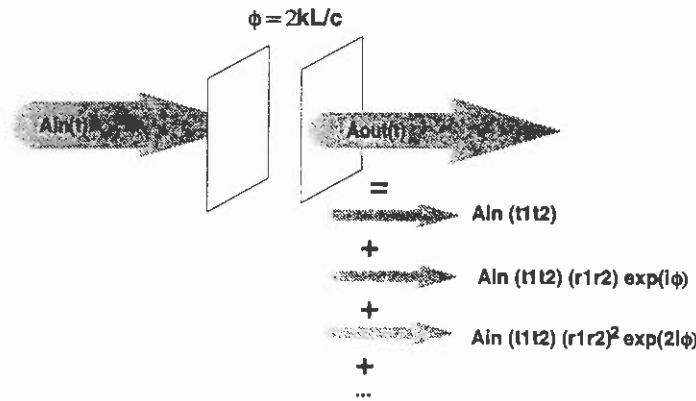


Figure 2 Contribution des différents faisceaux réfléchis au champ total transmis par la cavité Fabry-Perot

dans la somme s'annule dès que $n\tau_c > t - \frac{\tau_c}{2}$; on pose :

$$t = N\tau_c + \delta t, \quad 0 \leq \delta t < \tau_c, \quad N \in \mathbb{N} \quad (4.10)$$

D'autre part, d'après la définition de τ_p donnée dans le tableau 4.1, on a :

$$(r_1 r_2)^n = (R_1 R_2)^{\frac{n}{2}} = e^{-\frac{n\tau_c}{2\tau_p}} \quad (4.11)$$

L'équation (4.9) s'écrit donc :

$$A_o(t) = t_1 t_2 A'_0 e^{-\frac{t}{2\tau_i}} e^{i(\omega t + \varphi')} \sum_{n=0}^N e^{-\frac{n\tau_c}{2\tau_p}} e^{\frac{n\tau_c}{2\tau_i}} e^{-i\omega n \tau_c} \quad (4.12)$$

on définit χ par :

$$\chi \equiv \frac{\tau_c}{2} \left(\frac{1}{\tau_i} - \frac{1}{\tau_p} \right) \quad (4.13)$$

ce qui nous permet d'écrire :

$$A_o(t) = t_1 t_2 A'_0 e^{-\frac{t}{2\tau_i}} e^{i(\omega t + \varphi')} \frac{1 - e^{(N+1)(\chi - i\omega\tau_c)}}{1 - e^{(\chi - i\omega\tau_c)}} \quad (4.14)$$

L'intensité de l'onde transmise est calculée par :

$$I_o(t) = A_o(t) A_o^*(t) \quad (4.15)$$

soit :

$$I_o(t) = T_1 T_2 I'_0 e^{-\frac{t}{\tau_i}} \frac{1 - 2e^{(N+1)\chi} \cos((N+1)\omega\tau_c) + e^{2(N+1)\chi}}{1 - 2e^\chi \cos(\omega\tau_c) + e^{2\chi}} \quad (4.16)$$

avec $T_{1(2)} = t_{1(2)}^2$, $I'_0 = A'_0{}^2$.

La fréquence d'un laser Nd-YAG est de l'ordre de 3×10^{14} Hz, soit pour ω une valeur de 5×10^{13} rad/s. Le terme $\cos((N+1)\omega\tau_c)$ fluctue donc beaucoup plus rapidement que $e^{-\frac{t}{\tau_i}}$ et la contribution du terme $2e^{(N+1)\chi} \cos((N+1)\omega\tau_c)$ est négligeable en général. Cependant dans le cas résonnant l'équation suivante est vérifiée :

$$\omega\tau_c = [2\pi] \quad (4.17)$$

qui est équivalente à $L = [\lambda/2]$. Dans ce cas $\cos((N+1)\omega\tau_c) = 1 \forall N$. L'intensité transmise est alors

$$I_o^{res.}(t) = T_1 T_2 I'_0 e^{-\frac{t}{\tau_i}} \left(\frac{1 - e^{(N+1)\chi}}{1 - e^\chi} \right)^2 \quad (4.18)$$

Enfin, en utilisant le fait que

$$\tau_c \ll \tau_i \ll \tau_p \implies \chi \ll 1 \quad (4.19)$$

et que

$$t < N\tau_c \quad (4.20)$$

on arrive, après un développement au premier ordre de e^χ , à

$$I_o^{res.}(t) \approx T_1 T_2 I'_0 \left(\frac{e^{-\frac{t}{2\tau_i}} - e^{-\frac{t}{2\tau_p}}}{\chi} \right)^2 \quad (4.21)$$

Dans le cas le plus général l'intensité transmise est

$$I_o^{gen.}(t) \approx T_1 T_2 I'_0 e^{-\frac{t}{\tau_i}} \frac{1 + e^{2(N+1)\chi}}{1 + e^{2\chi}} \quad (4.22)$$

soit, en utilisant (4.19) et (4.20)

$$I_o^{gen.}(t) \approx T_1 T_2 I_0' \frac{e^{-\frac{t}{\tau_i}} + e^{-\frac{t}{2\tau_p}}}{2} \quad (4.23)$$

Comme la cavité n'est pas figée à la résonance et comme le faisceau incident n'est pas exactement adapté au mode fondamental de la cavité, l'intensité réelle en sortie de l'interféromètre est une moyenne pondérée des deux termes (4.21) et (4.23) : $I_o(t) = \alpha I_o^{res.}(t) + (1 - \alpha) I_o^{gen.}(t)$, ce qui nous permet d'obtenir la forme des impulsions en sortie :

$$I_o(t) = H(t) I_0' T_1 T_2 \left\{ \begin{aligned} &e^{-\frac{t}{\tau_i}} \left(\frac{1}{2} + \alpha \left(\frac{1}{x^2} - \frac{1}{2} \right) \right) \\ &+ e^{-\frac{t}{\tau_p}} \left(\frac{1}{2} + \alpha \left(\frac{1}{x^2} - \frac{1}{2} \right) \right) \\ &- e^{-\frac{t}{2} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_p} \right)} \frac{2\alpha}{x^2} \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

Lorsque la source utilisée est très multimode (ce qui est notre cas), les différentes fréquences émises se répartissent assez uniformément sur plusieurs intervalles spectraux libres de la cavité, donc la valeur de α doit être d'une manière ou d'une autre liée à la finesse de la cavité et on peut prendre comme ordre de grandeur $\alpha \approx 1/F$. Le deuxième terme de (4.24) est celui qui contient les informations sur \bar{R} par l'intermédiaire de τ_p ; d'après (4.19) c'est également le seul terme non négligeable quand $t \gg \tau_i$. La mesure de τ_p permet d'évaluer le produit $R_1 R_2$ ou $r_1 r_2$ mais comme la transmission n'est pas la seule source de perte d'énergie ($T \neq 1 - R$), cette mesure ne permet pas d'évaluer T_1 ni T_2 ni une combinaison de ces deux paramètres. Pour trouver la valeur de \bar{R} il faut donc utiliser la *queue* des impulsions en sortie. La figure 3 présente le résultat d'un calcul correspondant aux paramètres : $L = 39$ cm, $\tau_i = 200$ ns, $\bar{R} = 0.9997$, $\alpha = 10^{-5}$ (trait plein) et la forme des impulsions incidentes (pointillés). On peut remarquer dans (4.24) que quelle que soit la valeur de α , le deuxième terme de cette expression est toujours dominant pour des temps longs devant τ_i . Physiquement cela signifie que les photons, une fois entrés dans la cavité réelle, ont des temps de stockage indépendants du mode dans lequel ils se trouvent. C'est pourquoi la condition de résonance de la cavité n'est pas critique dans cette expérience, le seul avantage d'un parfait réglage de la cavité étant la maximisation de la densité d'énergie entre les deux miroirs et du flux transmis.

4.3.4 Description de l'expérience

Montage expérimental

Le schéma du montage est présenté sur la figure 4 . La cavité est éclairée par un laser Nd-YAG délivrant des impulsions de forme exponentielle de largeur $\tau_i \approx 200$ ns, ce

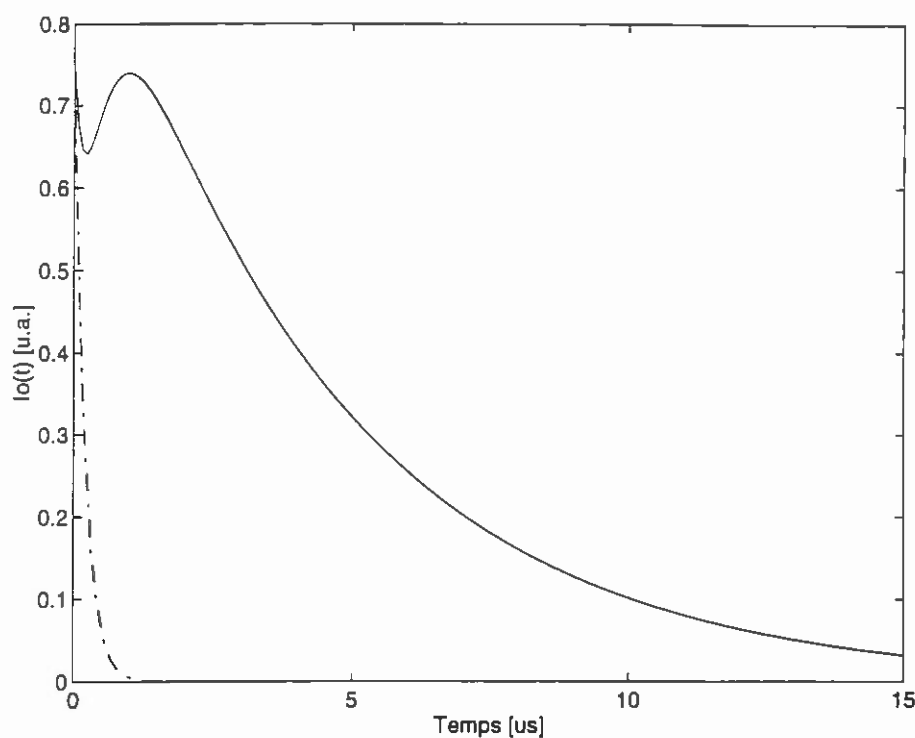


Figure 3 Forme des impulsions incidentes ($\cdot - \cdot$) et transmises ($-$)

faisceau est focalisé à l'intérieur de la cavité qui est constituée d'un miroir concave de référence de rayon de courbure $\rho = 1$ m et d'un miroir plan. Le miroir plan est solidaire d'une platine de translation qui permet d'étudier l'homogénéité des pertes sur une ligne. La longueur de la cavité est $L = 390 \pm 1$ mm. La lentille de focalisation sert à injecter le maximum d'énergie dans des modes de la cavité d'ordre peu élevé et en fin de compte la cavité est réglée par l'observation du défilement des premiers modes hermito-gaussiens sur un écran à la sortie de la cavité. Lorsque la cavité est réglée, le champ à l'intérieur est une superposition d'un grand nombre de modes et on peut mettre en évidence des défilements de modes, induits par des fluctuations lentes de pointé du faisceau incident et de la longueur de la cavité. Nous mesurons donc un facteur de réflexion moyen, pour autant que celui-ci soit effectivement dépendant du mode. Le détecteur est un photomultiplicateur (Hamamatsu modèle R316-02) Deux iris à l'entrée et à la sortie de la cavité stoppent la lumière diffusée. L'opération de moyenne des impulsions transmises est effectuée par un oscilloscope digital et la valeur du temps de stockage τ_p est calculée par un ajustement linéaire pondéré (*linear weighted least-squares fitting*) du logarithme de l'intensité. Une accumulation de 512 ou 1024 impulsions est nécessaire pour obtenir un rapport signal sur bruit de l'ordre

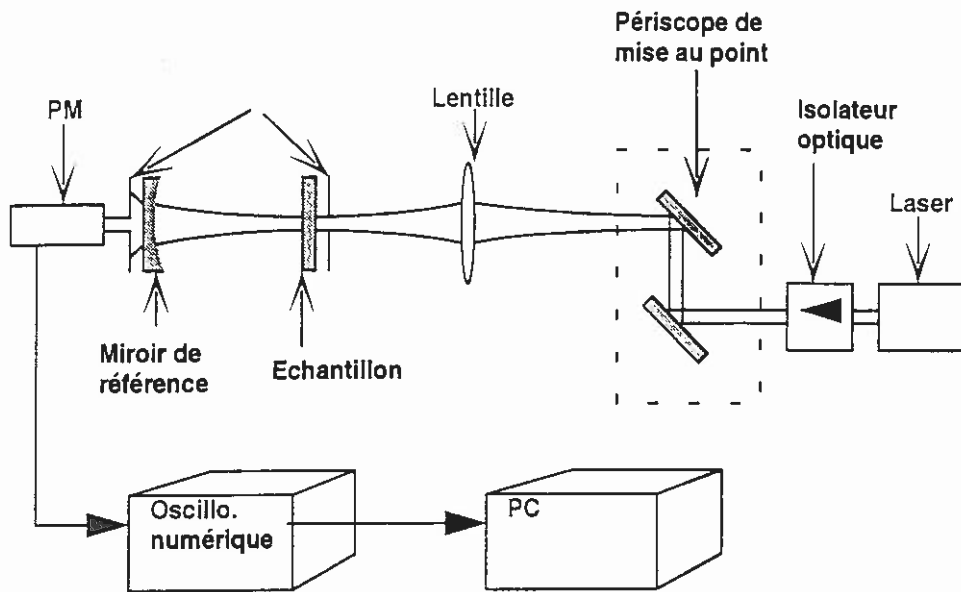


Figure 4 Schéma du banc de mesure de pertes totales.

de 100. La figure 5 montre la forme d'une impulsion incidente. L'échantillonnage des mesures s'effectue avec un pas de 200 ns.

Cause des pertes par diffraction : On appelle pertes par diffraction les pertes engendrées par tous les processus qui permettent à la lumière de quitter la cavité sans traverser les miroirs. Ces pertes peuvent être simplement dues au diamètre fini des miroirs mais également à la rugosité des surfaces réfléchissantes ou à leur contamination par des poussières qui diffusent la lumière dans un angle solide plus ou moins important suivant les fréquences spatiales des défauts de surface entrant en jeu. Un calcul approché des pertes dans une cavité résonnante peut être effectué en utilisant la formule empirique donnée dans [6] qui permet d'évaluer les pertes du mode fondamental par aller retour dans une cavité parfaite (sans rugosité).

$$\begin{cases} \delta \approx \pi^2 2^4 N \exp(-4\pi N) & \text{pour } N \geq 1 \\ \delta \approx 1 - (\pi N)^2 & \text{pour } N \rightarrow 0 \end{cases} \quad (4.25)$$

où $N = \varnothing_{\text{miroir}}^2 / L\lambda$ est le nombre de Fresnel de la cavité. Cette formule donne des pertes par diffraction inférieures au ppm dès que $N > 1,5$ or dans notre cas $N = 118$, on peut donc considérer que les pertes par diffraction proviennent uniquement de la rugosité des miroirs et pas de la surface finie des revêtements, donc uniquement des

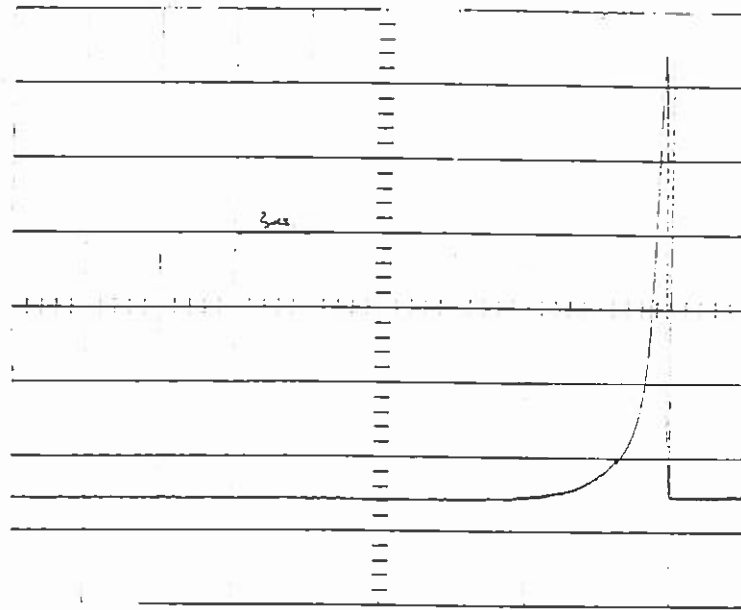


Figure 5 Forme des impulsions incidentes

propriétés physiques des couches et non de la géométrie de la cavité. L'évaluation de ces pertes dépend énormément de la valeur de la rugosité ainsi que de son spectre.

Effets des différents modes L'hypothèse posée dans la section 4.3.3 implique que les pertes sont indépendantes du mode de la cavité. Nous devons cependant souligner que certaines expériences [5] ont mis en évidence des différences de pertes suivant le mode résonnant dans la cavité. Les auteurs expliquent ce phénomène par de possibles inhomogénéités du revêtement.

précision

La précision de la mesure est limitée par deux causes. Le facteur de réflexion moyen est déterminé par la mesure du temps de stockage τ_p et de la longueur de la cavité L suivant la formule (4.26) où \bar{R} est la valeur estimée du facteur de réflexion moyen :

$$\bar{R} \approx \sqrt{R_1 R_2} = e^{-\frac{L}{c\tau_p}} \quad (4.26)$$

1. Pour des temps de stockage courts, c'est à dire pour des valeurs de \bar{R} inférieures à 99,99 %, la précision n'est limitée que par la précision de mesure de L et celle de τ_p . La précision sur la mesure de L est estimée à 1 millimètre, soit $\Delta L/L = 2,6 \times 10^{-3}$. La précision sur la mesure de τ_p dépend fortement des points qui sont utilisés pour l'ajustement linéaire. En effet si les points sont

choisis trop près du début de l'impulsion, les termes contenant $1/\tau_i$ et $1/\tau_c$ dans (4.24) ne sont pas négligeables et leur présence induit une surestimation de τ_p et par la suite une surestimation de la valeur de \bar{R} . Par contre si les points utilisés sont ceux de la queue de l'impulsion, alors le rapport signal sur bruit est évidemment plus mauvais. En pratique on effectue l'ajustement sur une centaine de points, soit sur une vingtaine de microsecondes, en commençant au temps $t = 2 \mu s$, $t = 0$ correspondant au maximum d'intensité de l'impulsion incidente. Avec cette procédure, des séries de mesures successives donnent des écarts de l'ordre de un pour cent, donc pour des miroirs de réflectivité inférieure à 99,99 % la précision est limitée par la méthode d'ajustement et est de l'ordre de 1 %.

2. Pour des échantillons dont le facteur de réflexion est supérieur à 99,99% deux effets viennent fausser la mesure. Le premier est lié aux particules déposées en surface. Nous nettoyons nos échantillons manuellement à l'aide de *papier pour nettoyer les surfaces optiques (Kodak)*, de méthanol et d'acétone. De cette manière nous ne pouvons pas espérer atteindre des niveaux de réflectivité supérieurs à 99,997 %. Le second effet provient de l'absorption de l'énergie incidente par le gaz stocké à l'intérieur de la cavité. En effet, lors d'un aller et retour une fraction $2\varepsilon_{gaz} = 2L\sigma$ de l'énergie stockée est absorbée (ε_{gaz} est défini pour un aller simple). Pour des facteurs de réflexion élevés on peut écrire :

$$\left. \begin{array}{l} R_1 = 1 - \varepsilon_1 \\ R_2 = 1 - \varepsilon_2 \end{array} \right\} R_1 R_2 \approx 1 - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) = 1 - 2\bar{\varepsilon}_{miroirs} \quad (4.27)$$

où $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ sont les pertes d'énergie du faisceau lors de la réflexion sur l'un ou l'autre des deux miroirs, elles incluent la transmission, l'absorption et la diffraction. Tenir compte de l'absorption ε_{gaz} revient donc à remplacer $1 - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$ par $1 - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_{gaz})$ dans (4.27). Le temps de stockage mesuré est alors d'après sa définition donnée dans le tableau 4.1:

$$\tau_p \approx \frac{L}{c(\bar{\varepsilon}_{miroirs} + \varepsilon_{gaz})} \quad (4.28)$$

et, d'après (4.26 et 4.28) le facteur de réflexion moyen estimé :

$$\bar{R}_{(estimé)} = e^{-(\bar{\varepsilon}_{miroirs} + \varepsilon_{gaz})} = \bar{R}_{(réel)} (1 - \varepsilon_{gaz}) \quad (4.29)$$

est donc inférieur au facteur de réflexion moyen réel $\bar{R}_{(réel)}$. Pour évaluer les effets de cette absorption, due essentiellement à la présence de vapeur d'eau

mesure	air	azote sec	azote + vapeur d'eau
1	259	231	281
2	261	236	317
3		232	314

Tableau 4.2 $(1 - R)$ en ppm sous des atmosphères différentes

dans l'atmosphère, nous avons réalisé trois séries de mesures sur des échantillons fournis par le groupe *Virgo* d'Orsay. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.2.

La première série de mesures a été effectuée dans une atmosphère non contrôlée, $\bar{R}_{(air)}$ est alors peu différent de 0,999730 ; pour la deuxième série de mesures la cavité est préalablement purgée à l'azote sec durant trente secondes, $\bar{R}_{(N_2)}$ augmente jusqu'à 0,999766 ; enfin pour la troisième série de mesures la cavité est préalablement remplie, pendant trente secondes, d'azote humidifié par barbotage, $\bar{R}_{(N_2+H_2O)}$ décroît jusqu'à 0,999695. D'après (4.29) en connaissant la réflectivité moyenne des miroirs et en mesurant la réflectivité estimée on peut en déduire ε_{gaz} par :

$$\varepsilon_{gaz} = \frac{\bar{R}_{(réel)} - \bar{R}_{(estimé)}}{\bar{R}_{(réel)}} \quad (4.30)$$

En faisant l'hypothèse que l'absorption de la lumière par l'azote sec à 1,064 μm est négligeable ($\sigma_{(N_2)} = 0 \text{ m}^{-1}$), on peut facilement donner une estimation des pertes par absorption dans la cavité : dans l'atmosphère non contrôlés les pertes sont

$$\varepsilon_{\text{air sec}} \approx \frac{\bar{R}_{(N_2)} - \bar{R}_{(air)}}{\bar{R}_{(N_2)}} = 28 \pm 7 \text{ ppm} \quad (4.31)$$

et dans l'atmosphère 'humide' :

$$\varepsilon_{\text{air humide}} \approx \frac{\bar{R}_{(N_2)} - \bar{R}_{(N_2+H_2O)}}{\bar{R}_{(N_2)}} = 82 \pm 8 \text{ ppm} \quad (4.32)$$

La cavité ayant une longueur $L = 39 \text{ cm}$, l'atténuation $\sigma = \varepsilon/L$ dans les deux atmosphères est :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{air sec}} &= 72 \pm 18 \text{ ppm/m} \\ \sigma_{\text{air humide}} &= 210 \pm 20 \text{ ppm/m} \end{aligned} \quad (4.33)$$

Ces valeurs montrent que l'atténuation de la lumière par l'air ambiant peut varier du simple au triple suivant la quantité de vapeur d'eau présente ; il est donc absolument nécessaire de travailler dans une atmosphère contrôlée. En pratique nous purgeons

systématiquement la cavité à l'azote sec avant chaque mesure ; de cette manière, en supposant que l'azote est parfaitement transparent au laser Nd-YAG, la précision n'est plus limitée que par la contamination en surface et est donc de 30 ppm. Si ce banc était installé dans une salle blanche la précision devrait atteindre 1 ppm.

sensibilité

Dans le cas où le facteur de réflexion moyen des miroirs est inférieur à 99,99 % la sensibilité de la mesure est limitée par le temps de stockage relativement court des photons. Si on considère que dans l'équation (4.24) le second terme devient dominant quand $\tau_p > 5\tau_i$, soit $\tau_p > 1 \mu s$, alors des facteurs de réflexion tels que :

$$\begin{aligned} \bar{R} &< e^{-\frac{L}{c\tau_{p,\min}}}, \tau_{p,\min} = 1 \mu s \\ \bar{R} &< 0,999 \end{aligned} \quad (4.34)$$

sont inaccessibles par cette méthode. Pour des facteurs de réflexion au contraire supérieurs à 99,999% la sensibilité est limitée par, d'une part un niveau de signal extrêmement faible, le rapport signal sur bruit d'une mesure unique pouvant être inférieur à 1, et d'autre part des fluctuations du terme σ , difficiles à mettre en évidence et à caractériser, mais qui néanmoins peuvent engendrer des fluctuations sur l'évaluation de \bar{R} . En pratique la seconde cause de limitation de résolution est considérée comme négligeable. La première peut être diminuée en augmentant la puissance incidente. La meilleure sensibilité que nous avons obtenue est de 1 ppm.

4.3.5 Résultats

Nous avons testé notre banc avec des miroirs fabriqués par P.M.S. . Les pertes par diffusion avaient été évaluées par le fabricant à moins de 10^{-6} . Les surfaces traitées sont de l'ordre de 3 cm^2 . La figure 6 montre le résultat de la sommation de 1024 impulsions à la sortie de la cavité. La partie sélectionnée de l'impulsion est agrandie dans la fenêtre de gauche, elle s'étend de $t_i = 3 \mu s$ à $t_f = 18 \mu s$ et comporte 760 points. La figure 7 est le résultat de l'ajustement linéaire sur le logarithme de l'impulsion. Celle-ci est représentée en entier mais l'ajustement n'utilise que les points de la zone sélectionnée. Pour évaluer grossièrement l'homogénéité des pertes nous avons effectué des mesures en plusieurs endroits du miroir plan, les résultats sont présentés sur la figure 8. La valeur moyenne des pertes est $\bar{\epsilon} = 169,5 \times 10^{-6}$ et l'homogénéité $\delta\bar{\epsilon} = 11,3 \times 10^{-6}$. Cette méthode d'évaluation de l'homogénéité, bien que très sensible, n'est pas pratique à utiliser car le fait de déplacer le miroir plan rend indispensable un nouveau réglage du banc lors de chaque mesure et peut également

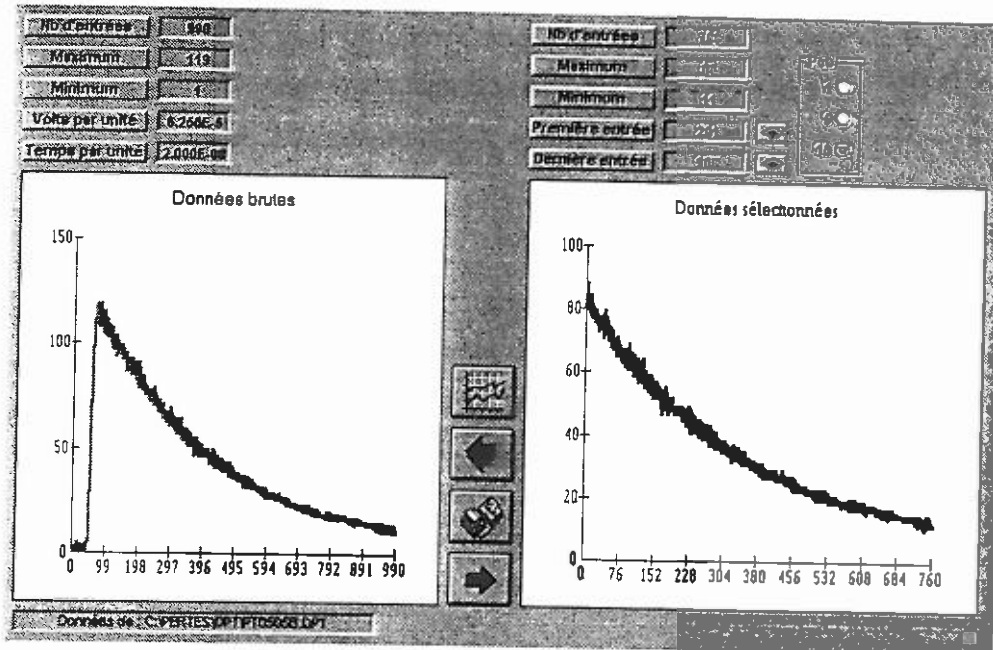


Figure 6 Profil typique des impulsions à la sortie de l'interféromètre (moyenne sur 1024 impulsions).

engendrer des pertes par diffraction importantes lorsque le faisceau s'approche du bord du miroir, aussi nous utilisons un second banc pour réaliser ces mesures.

4.4 Homogénéité du facteur de réflexion

La valeur moyenne du facteur de réflexion, telle que l'on peut l'évaluer grâce aux méthodes présentées précédemment, ne donne pas toutes les informations nécessaires pour caractériser un miroir. Un point rarement étudié est l'homogénéité du facteur de réflexion, qui est pourtant une caractéristique critique pour des pièces de grande taille ou des fluctuations importantes peuvent apparaître. Nous n'avons pas trouvé dans la littérature de méthode standard d'évaluation de l'homogénéité, aussi avons nous cherché à développer une méthode originale pour avoir accès à cette information, quelle que soit la valeur du facteur de réflexion moyen, et ce avec une sensibilité meilleure que 10^{-4} .

Les spécifications des composants de *Virgo* portent non seulement sur l'homogénéité des traitements mais également sur l'égalité des facteurs de réflexion des paires de miroirs (miroirs d'entrée et de bout des deux cavités Fabry Perot). L'écart relatif du facteur de réflexion moyen de ces miroirs doit être inférieur à 10^{-4} . Notre méthode est basée sur la comparaison de telles paires de composants.

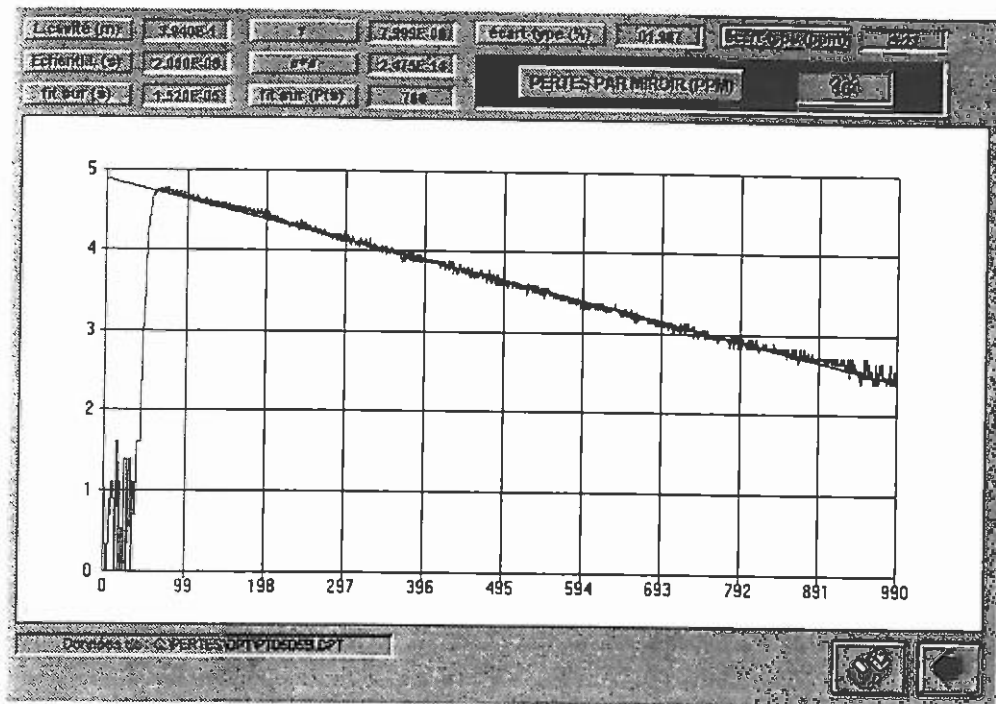


Figure 7 Calcul des pertes totales par ajustement linéaire du logarithme de l'intensité des impulsions. L'axe des abscisses est gradué en points, l'intervalle de temps entre deux points est de 20 ns.

4.4.1 Comment mesurer l'homogénéité de R

Vouloir tester simplement l'homogénéité d'un facteur de réflexion en étudiant les variations du flux réfléchi (ou transmis) d'un faisceau laser suivant la position de son point d'impact sur un miroir semble difficilement réalisable si on cherche à mettre en évidence des variations relatives de R de l'ordre de un dix millième. Une mesure différentielle, au cours de laquelle on ne mesure pas R mais directement ses variations absolues $\delta R(x, y)$ ou relatives $\delta R(x, y) / R$ en fonction de la position sur le miroir, est nécessaire. La méthode simple de mesure d'homogénéité que nous avons mise au point consiste à comparer, en chaque point (x, y) d'un miroir, la valeur du facteur de réflexion à celui d'un étalon de référence dont le facteur de réflexion est inconnu mais proche. Nous devons souligner tout de suite que la méthode proposée permet uniquement de mesurer des variation relatives du facteur de réflexion.

4.4.2 Description du montage

Le banc est schématisé sur la figure 9. La source de lumière est un laser Nd-YAG continu TEM₀₀ de puissance 14 mW, ce laser contient un isolateur optique. Une séparatrice non polarisante sépare le faisceau incident en deux. Un des deux fais-

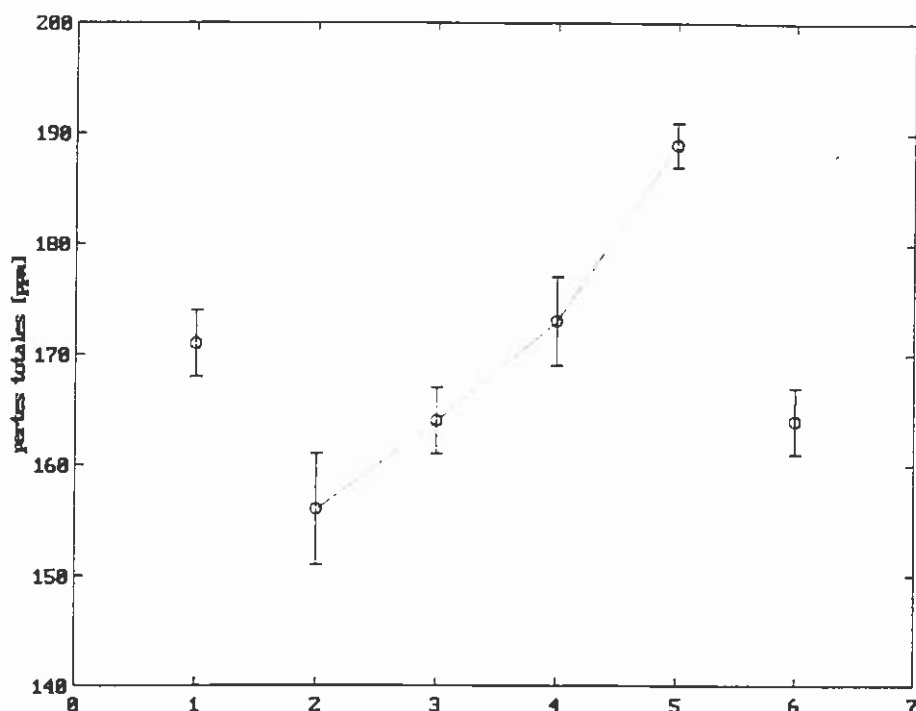


Figure 8 Mesures des pertes totales en différents endroits de la surface d'un miroir plan.

ceaux frappe le miroir de référence, l'autre l'échantillon. Le diamètre des faisceaux sur les miroirs est de l'ordre de 1 mm. L'échantillon est placé sur une platine de translation de manière à pouvoir cartographier sa surface. Les deux faisceaux sont réfléchis par les miroirs, et dirigés vers un photodétecteur. Les deux faisceaux ne sont pas superposés au retour (ils ne sont pas tout à fait coplanaires) de manière à éviter tout phénomène d'interférences sur le détecteur. Enfin, un modulateur mécanique tournant à la fréquence $f \approx 200$ Hz est placé entre la séparatrice et les miroirs et coupe alternativement l'un ou l'autre des deux faisceaux. Un point critique du réglage de ce banc est de s'assurer que les faisceaux soient parfaitement superposés avant et après réflexion sur les miroirs, donc qu'ils frappent les miroirs sous incidence normale. Pour régler grossièrement les faisceaux on utilise une caméra pour visualiser la lumière diffusée par la séparatrice et on s'assure que le point de sortie du faisceau sur ce composant est superposé aux points d'entrée au retour (voir figure 10). L'isolateur optique protège le laser du retour des faisceaux lorsque l'alignement est presque parfait. Dans le cas où les faisceaux sont mal alignés, un signal à $2f$ apparaît ; on règle précisément le banc en minimisant ce signal par des rotations fines de l'un et l'autre des miroirs. La position des faisceaux sur le disque du modulateur est présentée sur la figure 11 ; pour que les signaux provenant des deux faisceaux ne diffèrent qu'en amplitude et en phase mais pas en forme, les distances entre les faisceaux et l'axe de rotation du disque doivent être identiques. L'angle θ dont le sommet est le centre

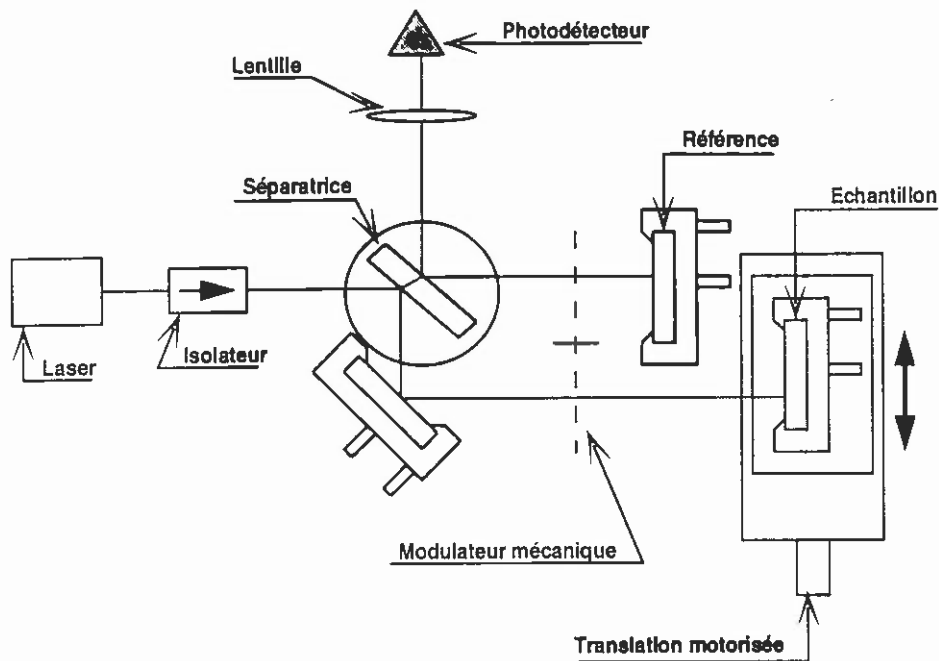


Figure 9 Schéma du banc de mesure d'homogénéité

de rotation du disque et qui est défini par ce point et les points d'impact des deux faisceaux sur le disque doit être un multiple du double de l'angle des pales. Pour pouvoir utiliser deux faisceaux coplanaires il est préférable, pour des questions de facilité de réglage, d'utiliser un disque de modulateur contenant un nombre impair de pales.

Test d'une lame séparatrice

On peut, à l'aide d'un banc semblable, mesurer l'homogénéité du facteur de réflexion des faces d'une lame séparatrice. La figure 12 est un schéma de ce banc. La lame de référence et l'échantillon sont illuminés à une incidence de 45 degrés et deux miroirs fixes supplémentaires sont nécessaires pour réfléchir les faisceaux. Les quatre iris éliminent les contributions des faisceaux réfractés par les faces avant des séparatrices et réfléchis par les faces arrières.

Test de miroirs de facteurs de réflexion faibles ($R < 0,99$)

Le test sous incidence normale, de miroirs de facteurs de réflexion faibles pose problème car la face arrière de ces composants peut induire un signal parasite. Si \bar{R} est le facteur de réflexion en intensité moyen de la face avant et \bar{R}' celui de la face

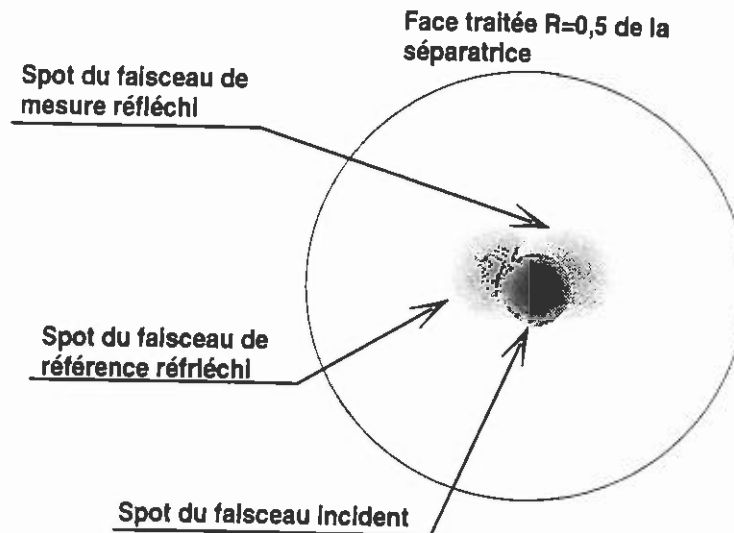


Figure 10 position des faisceaux sur la face semi-réfléchissante de la séparatrice

arrière, le rapport de l'intensité lumineuse réfléchie par la face arrière à celle réfléchie par la face avant est :

$$\delta \approx \frac{(1 - \bar{R})^2 \bar{R}'}{\bar{R}}$$

Si la face arrière n'est pas traitée, $\bar{R}' \approx 0,04$. Pour $\bar{R} = 0,95$, $\delta \approx 10^{-4}$. Donc pour des facteurs de réflexion inférieurs à 0,95 la mesure n'est possible que si on se débarrasse des réflexions sur les faces arrières de l'échantillon comme de la référence. Plusieurs possibilités sont envisageables : la première est la présence d'un traitement anti-reflet sur la face arrière ; les deux autres possibilités ont l'inconvénient majeur d'être destructrices : on peut dépolir la face arrière ou la recouvrir d'un film de liquide d'indice. A l'heure actuelle il est prévu que les faces arrières de la séparatrice et des miroirs $\bar{R} = 0,85$ soient traitées anti-reflet, aussi ce point ne devrait pas poser de problème pour *Virgo*.

4.4.3 Principe de la mesure

Si un seul faisceau frappe le détecteur, l'amplitude V du signal reçu est proportionnelle au facteur de réflexion du miroir :

$$V_{ref} = K \times R_{ref} \quad (4.35)$$

pour le miroir de référence et :

$$V_{ech}(x, y) = K \times R_{ech}(x, y) \quad (4.36)$$

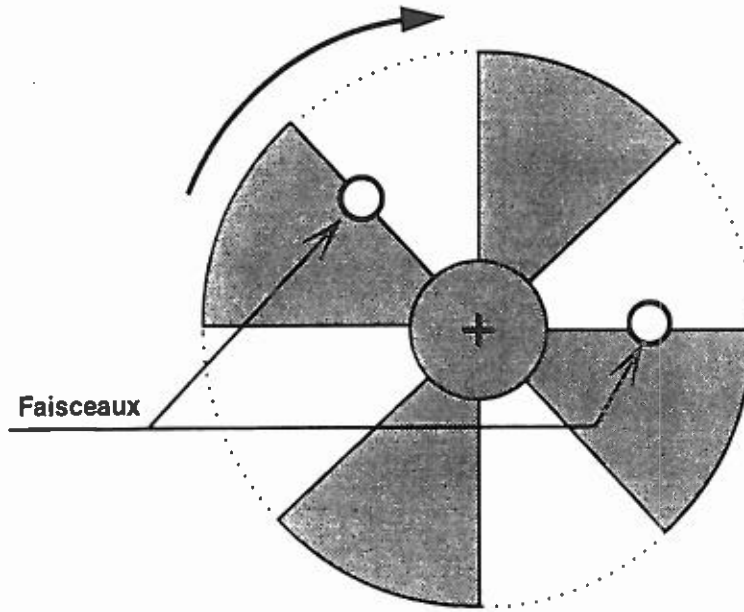


Figure 11 Position des faisceaux sur les lames du modulateur.

pour l'échantillon, où x, y sont des coordonnées sur le miroir. On ne considère pas de système de coordonnées sur la référence car celle-ci est fixe durant toute la mesure. Lorsque le modulateur tourne, le détecteur reçoit alternativement la lumière réfléchie par le miroir de référence et par le miroir échantillon. Dans le cas idéal, la valeur moyenne du signal est proportionnelle au facteur de réflexion moyen :

$$\bar{R}(x, y) = (R_{ref} + R_{ech}(x, y)) / 2 \quad (4.37)$$

tandis que l'amplitude crête-à-crête est proportionnelle à la différence des facteurs de réflexion :

$$\Delta R(x, y) = R_{ref} - R_{ech}(x, y) \quad (4.38)$$

En pratique on mesure V_{osc} à l'aide d'un oscilloscope et $V_f(x, y)$ avec un détecteur synchrone. Le signe de $V_f(x, y)$ est donné par le signe de la phase du signal.

$$\begin{cases} V_{osc}(x, y) = K\bar{R}(x, y) \\ V_f(x, y) = \frac{2}{\pi}K\Delta R(x, y) \end{cases} \quad (4.39)$$

On définit l'écart au facteur de réflexion moyen $\delta R_{ech}(x, y)$ par :

$$\delta R_{ech}(x, y) = R_{ech}(x, y) - \bar{R}_{ech} \quad (4.40)$$

En pratique on a toujours :

$$\frac{\delta R_{ech}(x, y)}{R_{ech}(x, y)} \ll 1, \quad \frac{\delta \bar{R}_{ech}}{\bar{R}_{ech}} \ll 1 \quad (4.41)$$

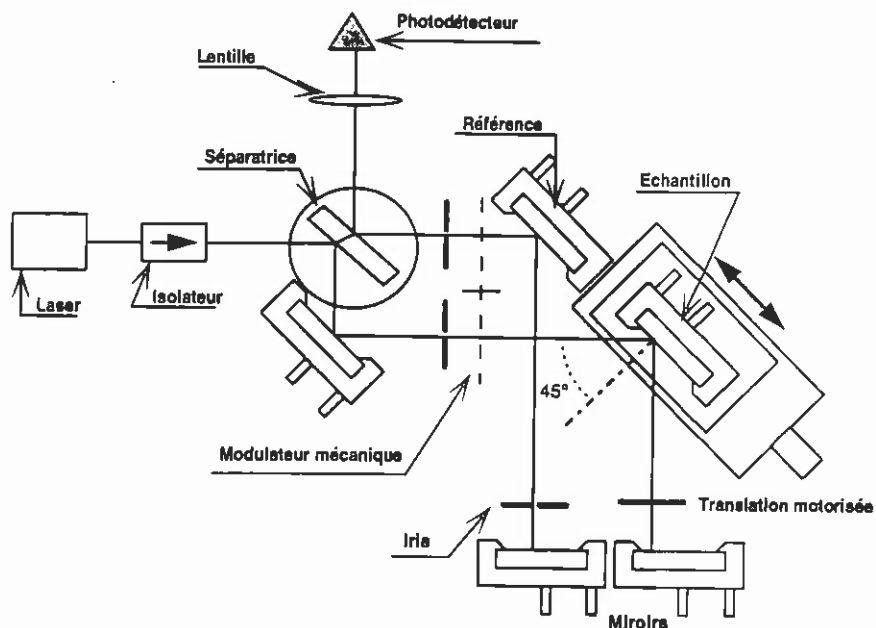


Figure 12 Banc de mesure d'homogénéité du coefficient de réflexion d'une lame séparatrice

En utilisant (4.40) et (4.41) on peut réécrire (4.37) et (4.38) comme :

$$\begin{cases} \bar{R}(x, y) \approx (R_{ref} + \bar{R}_{ech}) / 2 \\ \Delta R(x, y) = R_{ref} - \bar{R}_{ech} - \delta R_{ech}(x, y) \end{cases} \quad (4.42)$$

d'où :

$$\frac{V_f(x, y)}{V_{osc}} = \frac{4}{\pi} \left(\frac{R_{ref} - \bar{R}_{ech}}{R_{ref} + \bar{R}_{ech}} - \frac{\delta R_{ech}(x, y)}{R_{ref} + \bar{R}_{ech}} \right) \quad (4.43)$$

Pour pouvoir détecter $\delta R_{ech}(x, y)$ il faut que le numérateur du premier terme entre parenthèses dans (4.43) soit du même ordre de grandeur que $\delta R_{ech}(x, y)$, en pratique cela signifie qu'il faut utiliser comme miroir de référence, une pièce à peu près identique à l'échantillon. Dans ces conditions le premier terme étant constant sur tout le miroir, il peut être facilement éliminé car on sait que $\overline{\delta R_{ech}} = 0$. Nous pouvons donc simplifier l'équation (4.43) et écrire :

$$\frac{V_f(x, y)}{V_{osc}} = -\frac{4}{\pi} \left(\frac{\delta R_{ech}(x, y)}{R_{ref} + \bar{R}_{ech}} \right) \quad (4.44)$$

On peut facilement mesurer à quelques fractions de pour cent près le rapport :

$$\alpha \equiv \frac{R_{ref}}{\bar{R}_{ech}} \quad (4.45)$$

qui est peu différent de 1, et en utilisant (4.45) dans (4.44) on obtient en définitive :

$$\frac{\delta R_{ech}(x, y)}{\overline{R_{ech}}} = \frac{V_f(x, y) \pi(1 + \alpha)}{V_{osc} 4} \quad (4.46)$$

On voit d'après la dernière équation que l'on n'a accès qu'à l'écart relatif du facteur de réflexion. En mesurant $V_f(x, y)$ sur une grille on doit pouvoir simplement cartographier les variations relatives de R_{ech} . Notre but étant au départ de caractériser l'homogénéité des miroirs, nous n'avons pas cherché à réaliser de telles cartes mais nous nous sommes limités à tracer des profils radiaux.

Evaluation de l'homogénéité

Pour calculer l'homogénéité relative H_{rel} d'un miroir nous mesurons $V_f(x, y)$ pour une centaine de positions du miroir échantillon et nous calculons l'écart-type de la série de mesures :

$$H_{rel} \equiv e.t. \left(\frac{\delta R_{ech}}{\overline{R_{ech}}} \right) = e.t. (V_f) \frac{\pi(1 + \alpha)}{4V_{osc}} \quad (4.47)$$

Dans le cas de miroirs hautement réfléchissants, $\overline{R_{ech}} \approx 1$ et l'homogénéité absolue est peu différente de $e.t. (V_f) \frac{\pi(1+\alpha)}{4V_{osc}}$.

Evaluation de la sensibilité en un point

La sensibilité $\Delta_{rel}(x, y)$ est calculée en mesurant les dispersions de V_f et de V_{osc} , notés $\Delta(V_f(x, y))$ et $\Delta(V_{osc})$, en un point donné de l'échantillon. L'erreur standard en un point sur $\frac{\delta R_{ech}(x, y)}{\overline{R_{ech}}}$, notée $\Delta\left(\frac{\delta R_{ech}(x, y)}{\overline{R_{ech}}}\right)$ vaut :

$$\Delta_{rel}(x, y) \equiv \Delta\left(\frac{\delta R_{ech}(x, y)}{\overline{R_{ech}}}\right) = \frac{\delta R_{ech}(x, y)}{\overline{R_{ech}}} \left[\frac{\Delta(V_f(x, y))}{V_f(x, y)} + \frac{\Delta(V_{osc})}{V_{osc}} \right] \quad (4.48)$$

En pratique on a toujours :

$$\frac{\Delta(V_f(x, y))}{V_f(x, y)} \gg \frac{\Delta(V_{osc})}{V_{osc}} \quad (4.49)$$

La sensibilité est donc limitée essentiellement par la mesure de δR_{ech} et non par celle de \overline{R} .

Evaluation de la sensibilité sur la mesure d'homogénéité

La sensibilité sur la mesure de l'homogénéité relative ΔH_{rel} est calculée de la même manière et est peu différente de :

$$\begin{aligned} \Delta H_{rel} &\equiv \Delta\left(e.t. \left(\frac{\delta R_{ech}}{\overline{R_{ech}}}\right)\right) \approx e.t. \left(\frac{\delta R_{ech}}{\overline{R_{ech}}}\right) \frac{\Delta(V_f(x, y))}{e.t.(V_f)} \\ &\approx \frac{\pi(1+\alpha)}{4V_{osc}} \Delta(V_f(x, y)) \end{aligned} \quad (4.50)$$

Cette estimation grossière ne fait pas intervenir le nombre de points de mesure, on peut utiliser également la formule :

$$\Delta H_{rel} = \frac{\overline{\Delta_{rel}}^2}{2H_{rel}(n-1)\sqrt{n}} \quad (4.51)$$

où n est le nombre de points mesurés

Précision

La précision de la mesure est limitée par trois causes. Tout d'abord il faut évaluer α . A l'aide d'un oscilloscope on peut déterminer cette valeur avec une précision meilleure que 10^{-3} . Ensuite, comme nous l'avons dit, le réglage des trajets des faisceaux lumineux est un point critique : si un faisceau n'est pas coupé par le modulateur au même instant à l'aller et au retour un signal parasite est engendré autour de la fréquence $2f$ mais qui peut avoir une influence non négligeable autour de f . En pratique nous n'avons jamais réussi à éliminer totalement ce signal à $2f$ et nous devons utiliser un circuit échantillonneur-bloqueur pour éliminer le signal induit par le changement de spot sur le détecteur. Enfin nous sommes sensibles à des dérives lentes du signal modulé dont l'amplitude est de l'ordre de :

$$\frac{1}{V_f} \frac{dV_f}{dt} \approx 2 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1} \quad (4.52)$$

Soit $1,7 \times 10^{-4}$ /min. Une mesure plus longue que 5 s est donc limitée surtout par les dérives du signal. La précision sur la mesure de $\frac{\delta R_{ech}(x,y)}{R_{ech}}$ est donc estimée à 10^{-2} au pire, ce qui correspond à une heure de mesure. La figure 13 est un enregistrement de la dérive du signal pour une position fixée du miroir test. La figure 14 présente un enregistrement typique à l'oscilloscope qui mesure V_{osc} .

Sources des pics à $2f$

Sur cet enregistrement on voit clairement les pics à $2f$. Ceux-ci ne sont pas dûs nécessairement à un mauvais réglage du banc mais peuvent avoir d'autres origines. La première cause peut être un défaut du disque tournant du modulateur. En effet si la surface des pales n'est pas égale à celle des ouvertures, le rapport cyclique des signaux provenant des deux chemins n'est pas égal à 0,5, ce qui entraîne soit une superposition des deux signaux, soit au contraire une absence de signal, au moment où les faisceaux sont coupés. Expérimentalement, avec des modulateurs commerciaux, nous n'avons pas pu obtenir de rapport cyclique meilleur que 0,481 ce qui induit un signal à $2f$ dont l'amplitude est supérieure au signal à f . Une deuxième source de

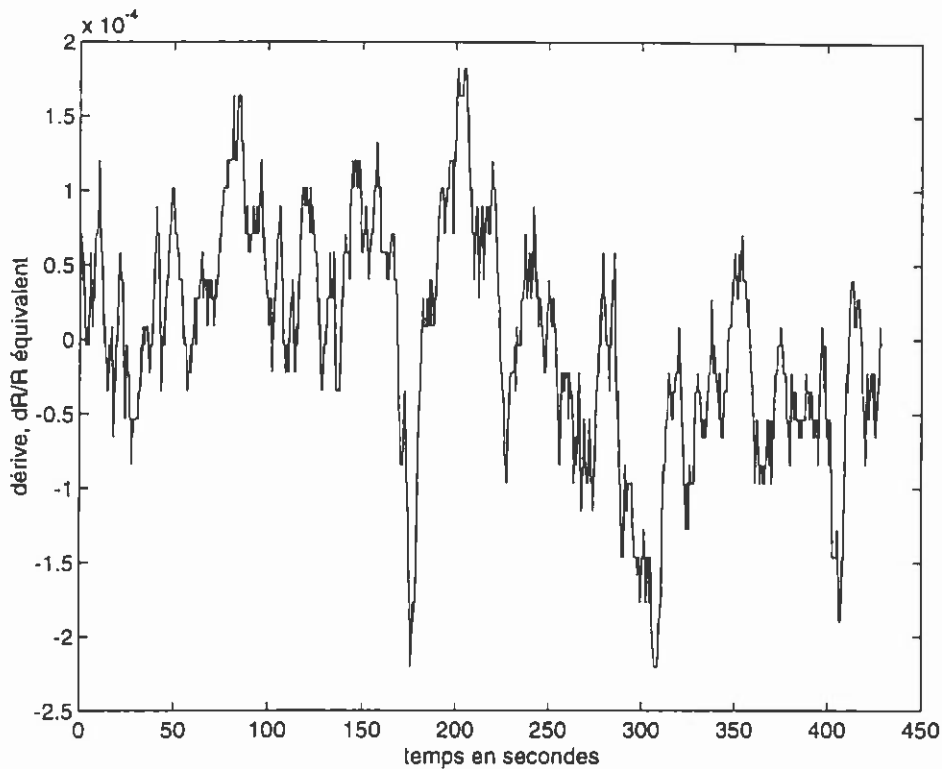


Figure 13 $\delta R/R$ équivalent correspondant à des fluctuations du signal sur une période de 450 secondes.

signal à $2f$ est une différence du diamètre des deux faisceaux au niveau des pales du modulateur. Si f est la fréquence du modulateur, la fréquence de rotation du disque est $f_o = f/N$ ou N est le nombre de pales du disque. On note $2w$ le diamètre des faisceaux et d leur distance à l'axe de rotation du disque. Lorsqu'une pale coupe un faisceau, celui-ci est occulté en un temps $t \approx 2w/f_o d = 2wN/fd$. Si $tf = 2wN/d$ n'est pas très inférieur à 1, le signal de chaque voie n'est plus exactement un signal carré et la forme des faisceaux intervient. Ainsi une différence dans l'étendue $2w$ des faisceaux entraîne l'apparition d'un signal parasite que l'on peut réduire, soit en égalisant au mieux la longueur des trajets du faisceau de mesure et du faisceau de référence, soit en maximisant la distance d .

4.4.4 Résultats

Nous présentons sur la figure 15 un enregistrement de la variation relative de réflectivité d'un miroir $R = 0,96$. La distance balayée est de 1,4 cm et le pas de mesure est de 0,5 mm. Le rapport signal sur bruit étant supérieur à 30, les barres d'erreur n'ont pas été tracées.

Figure 14 Enregistrement typique sur deux miroirs argentés.

Nous avons réalisé des mesures sur des miroirs commerciaux identiques de qualité courante, nous avons balayé des lignes de 5 cm sur la surface du miroir échantillon et acquis 60 points par ligne. Un point est acquis en 1 seconde. Nous n'avons pas évalué \overline{R}_{ref} mais utilisé, pour calculer α , un point particulier sur l'échantillon ; nous avons mesuré les variations de R_{ref} relativement à un certain point $R(x_0, y_0)$ et l'incertitude sur α est donc de l'ordre de l'homogénéité du miroir échantillon. Nous avons pris pour \overline{R}_{ref} et α les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} R_{ref} = 0,95 \\ \alpha = 0,9978 \pm e.t. (\delta R_{ech}) \end{cases} \quad (4.53)$$

Les valeurs des tensions lues étaient :

$$\begin{cases} V_{osc} = 2,30 \text{ V} \\ s(V_{osc}) \approx 0 \text{ V} \\ e.t. (V_f) = 4,4 \text{ mV} \\ \Delta (V_f) = 124 \text{ } \mu\text{V} \end{cases} \quad (4.54)$$

L'homogénéité relative du miroir échantillon, calculée par l'équation (4.47) est estimée

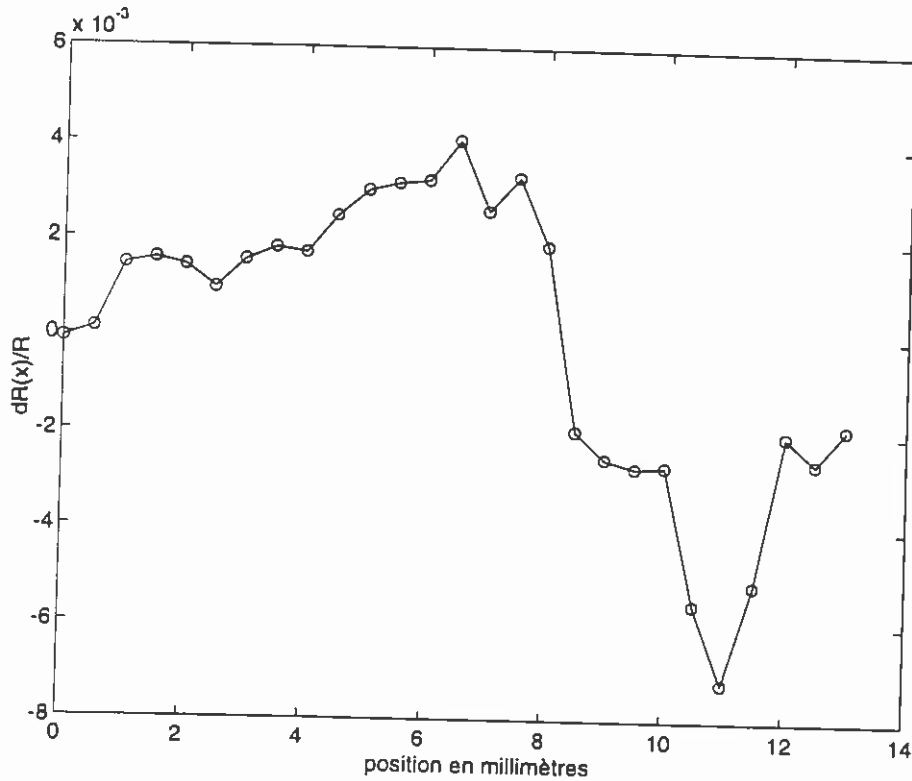


Figure 15 Variations relatives de réflectivité d'un miroir $R = 0,96$

à :

$$\text{Homogénéité} \equiv e.t. \left(\frac{\delta R_{ech}}{\overline{R_{ech}}} \right) = 3,0 \times 10^{-3} \quad (4.55)$$

Comme $\overline{R_{ech}}$ est peu différent de 1, ce chiffre est aussi celui de l'homogénéité absolue du facteur de réflexion :

$$e.t. (\delta R_{ech}) \approx 2,9 \times 10^{-3}$$

d'après (4.50) la sensibilité sur cette valeur est évaluée à :

$$\text{Sensibilité} = 2,9 \times 10^{-3} \frac{124 \times 10^{-6}}{4,4 \times 10^{-3}} = 8,2 \times 10^{-5} \quad (4.56)$$

soit un rapport signal sur bruit calculé $SNR \approx 37$ et une précision estimée de l'ordre de (meilleure que) 5 %, limitée par l'incertitude sur α .

4.5 Conclusion

La valeur du facteur de réflexion d'un miroir est caractérisée par deux nombres : sa valeur moyenne et son homogénéité. Deux bancs de mesures distincts sont utilisés pour obtenir ces valeurs. Le premier, basé sur la mesure du temps de stockage de

la lumière dans une cavité Perot-Fabry, est une variante d'une méthode couramment utilisée pour évaluer le facteur de réflexion moyen. Elle devrait nous permettre, en conjonction avec une méthode de nettoyage performante, de caractériser des composants dont les pertes totales sont inférieures au ppm. Le second banc permet d'obtenir une mesure de l'homogénéité relative du facteur de réflexion, ou même une cartographie de ce facteur. Ces deux méthodes sont simples à mettre en œuvre et, de part leur simplicité, ne nécessitent pas la connaissance *a priori* de paramètres optiques des échantillons ou des références.

4.6 Références bibliographiques

1. J. M. Herbelin, J. A. McKay, M. A. Kwok, R. H. Ueunten, D. S. Urevig, D. J. Spencer et D. J. Benard, "Sensitive Measurement of Photon Lifetime and True Reflectances in an Optical Cavity by a Phase-Shift Method," *Appl. Opt.* **19**, 144–147 (1980).
2. D. Z. Anderson, J. C. Frisch et C. S. Masser, "Mirror Reflectometer Based on Optical Cavity Decay Time," *Appl. Opt.* **23**, 1238–1245 (1984).
3. M. Billardon, M. E. Couprie, J. M. Ortega et M. Velghe, "Fabry-Perot Effects in the Exponential Decay and Phase Shift Reflectivity Measurements Methods," *Appl. Opt.* **30**, 344–350 (1991).
4. P. Elleaume, M. Velghe, M. Billardon et J. M. Ortega, "Diagnostic Techniques and UV-Induced Degradation of the Mirrors Used in the Orsay Storage Ring Free-Electron Laser," *Appl. Opt.* **24**, 2762–2770 (1985).
5. G. Rempe, R. J. Thompson, H. J. Kimble et R. Lalezari, "Measurement of Ultralow Losses in an Optical Interferometer," *Opt. Lett.* **17**, 363–365 (1992).
6. A. E. Siegman *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, CA, 1986, pages 772–773.

Chapitre 5

CONTRÔLE DU FRONT D'ONDE

5.1 Introduction

De tous les tests réalisés sur les composants optiques, l'étude géométrique des surfaces est certainement le plus couramment réalisé par les opticiens. C'est aussi une mesure pour laquelle de nombreux dispositifs et méthodes ont été imaginés, depuis le test de Foucault (1858) jusqu'aux interféromètres modernes à modulation de phase. Paradoxalement, c'est également le test qui va poser les plus grandes difficultés dans le cas des optiques de *Virgo*. En effet, les méthodes interférométriques classiques mises en oeuvre depuis des décennies ont une sensibilité limitée, et, bien que des progrès considérables aient été réalisés depuis une dizaine d'années dans les domaines de l'acquisition et du traitement des données, le principe même de ces mesures, basées sur l'obtention d'un interférogramme global des pièces à analyser, semble fixer une limite à la sensibilité proche de celle obtenue actuellement (environ $\lambda/200$ suivant les appareils). En 1995, il existe des appareils commerciaux dont la sensibilité et la précision, dans des conditions d'utilisation optimales, semblent suffisantes pour tester les défauts de fréquences spatiales basses (courbure, coma...) des optiques de *Virgo*. Toutefois l'étude des surfaces doit porter sur un spectre beaucoup plus large de défauts géométriques jusqu'à des fréquences spatiales dans la région 1 mm^{-1} avec une sensibilité pouvant être meilleure que $\lambda/1000$, domaines inaccessibles aux interféromètres mais aussi aux rugosimètres ou diffusimètres limités à l'étude des hautes fréquences. Nous avons décidé de tester des schémas de mesure un peu plus 'exotiques' qui peuvent, en éliminant la nécessité d'une surface de référence et en utilisant des mesures de gradients, représenter une alternative intéressante aux appareils commerciaux.

Dans la première partie de ce chapitre nous présentons l'état de l'art en 1995 des méthodes de contrôle de l'état de surface de pièces optiques. Nous décrivons tout d'abord les deux grands types d'interféromètre : celui de Fizeau et celui de Twyman et Green, qui se sont imposés pour l'étude des défauts de grande étendue spatiale (aberrations). Ensuite nous présentons rapidement les outils mis en oeuvre pour la

mesure de défauts aux longueurs d'onde spatiales de l'ordre du micromètre (rugosité) : le diffusimètre et un profilomètre réalisé par Ph. Gleyzes au laboratoire d'Optique de l'ESPCI [1]. L'étude de la rugosité n'est pas à proprement parler le sujet de notre étude, mais la discussion sur les spécifications des composants optiques de *Virgo*, qui est le sujet de la seconde partie, montrera que le passage entre la notion d'aberrations et celle de rugosité n'est pas aussi tranchée que l'on peut le penser. Enfin, la dernière partie du chapitre sera consacrée à la description des méthodes non interférométriques que nous avons développées.

5.2 Etat de l'art en 1995

Cette partie du chapitre n'est pas un rappel historique des méthodes de contrôle des surfaces, mais au contraire une présentation des méthodes qui ont, avec le temps, émergé du nombre considérable de techniques développées depuis plus d'un siècle [10]. Une description exhaustive de ces méthodes peut cependant être trouvée dans les références [2] et [4].

5.2.1 Etude des déformations - interféromètres

L'interféromètre de Fizeau

L'interféromètre de Fizeau est l'un des outils d'investigation des surfaces optiques les plus simples et pourtant l'un des plus puissants. A l'heure actuelle il est utilisé par tous les fabricants de composants et une dizaine de modèles commerciaux différents sont disponibles. Un schéma de principe de cet appareil est présenté sur la figure 1. Une source lumineuse ponctuelle au foyer d'une lentille crée une onde plane qui

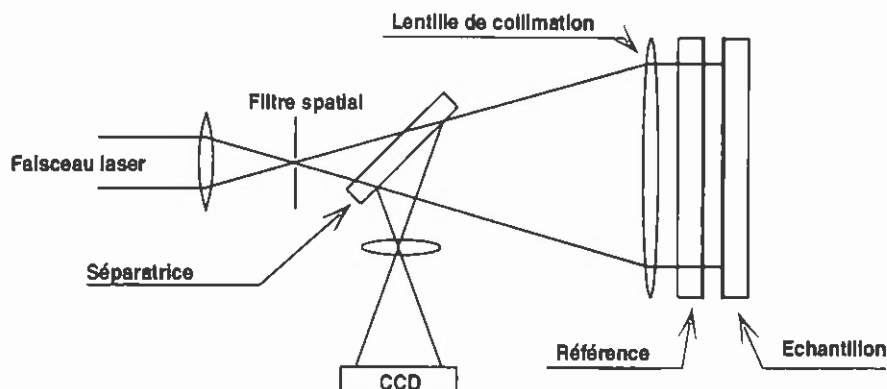


Figure 1 Schéma d'un interféromètre de Fizeau

éclaire deux lames. La première est la lame de référence dont la face arrière est traitée

anti-reflet et la face avant, ou face de référence, a un facteur de réflexion choisi en fonction de celui de l'échantillon. La surface à tester est placée en regard de la surface de référence. La lumière est réfléchiée par ce système de deux surfaces et est récupérée par une matrice CCD. Suivant l'épaisseur locale $e(x, y)$ de la lame d'air comprise entre les deux surfaces on observe des franges brillantes correspondant au lieu des points où le déphasage $\Delta\phi$ (voir figure 2) entre l'onde réfléchiée par la surface de référence

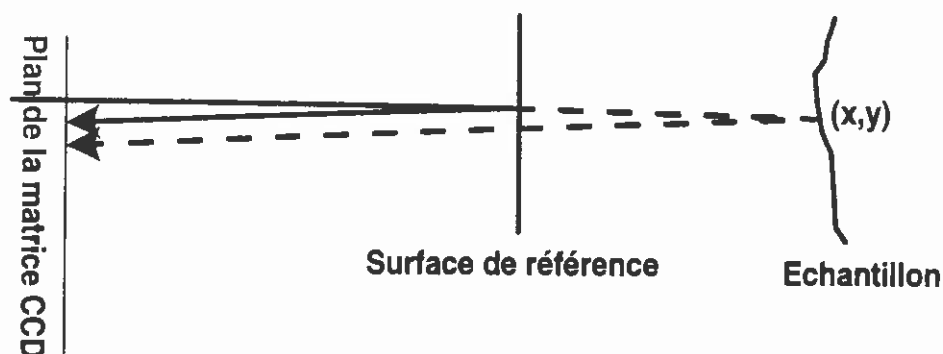


Figure 2 Les interférences entre le front d'onde réfléchi par la surface de référence (—) et celui réfléchi par l'échantillon (---) permettent d'évaluer $e(x,y)$.

est en phase avec l'onde réfléchiée par l'échantillon, soit

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} 2ne(x, y) = 2p\pi \Rightarrow e(x, y) = p \frac{\lambda}{2n} \quad (5.1)$$

ou n est l'indice de la lame d'air, λ est la longueur d'onde incidente dans le vide et p est un nombre entier [5], [6]. De la même manière on a une intensité minimum sur la caméra lorsque

$$e(x, y) = \left(p + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2n} \quad (5.2)$$

Des algorithmes puissants ont été imaginés, surtout depuis le développement de l'outil informatique, pour obtenir, à partir de l'interférogramme, une carte de l'épaisseur d'air $e(x, y)$ * [16]. La figure 3 est le schéma d'un appareil commercial fabriqué actuellement. Il faut typiquement moins d'une seconde pour acquérir et traiter un interférogramme. L'interféromètre de Fizeau est adapté à l'étude des surfaces planes, on peut le modifier pour tester des surfaces concaves mais un second appareil est mieux adapté à ce type d'étude : l'interféromètre de Twyman et Green.

*Du fait de la pénétration des ondes électromagnétiques dans les traitements réfléchissants des surfaces optiques, la notion de surface, donc celle d'épaisseur d'air entre deux surfaces, est assez floue. L'apparition de franges d'interférences sur le détecteur est interprétée comme résultant de la présence d'une lame d'air dont l'épaisseur est définie par $e(x, y) \stackrel{def}{=} \frac{\lambda}{4\pi n} \Delta\phi(x, y)$.

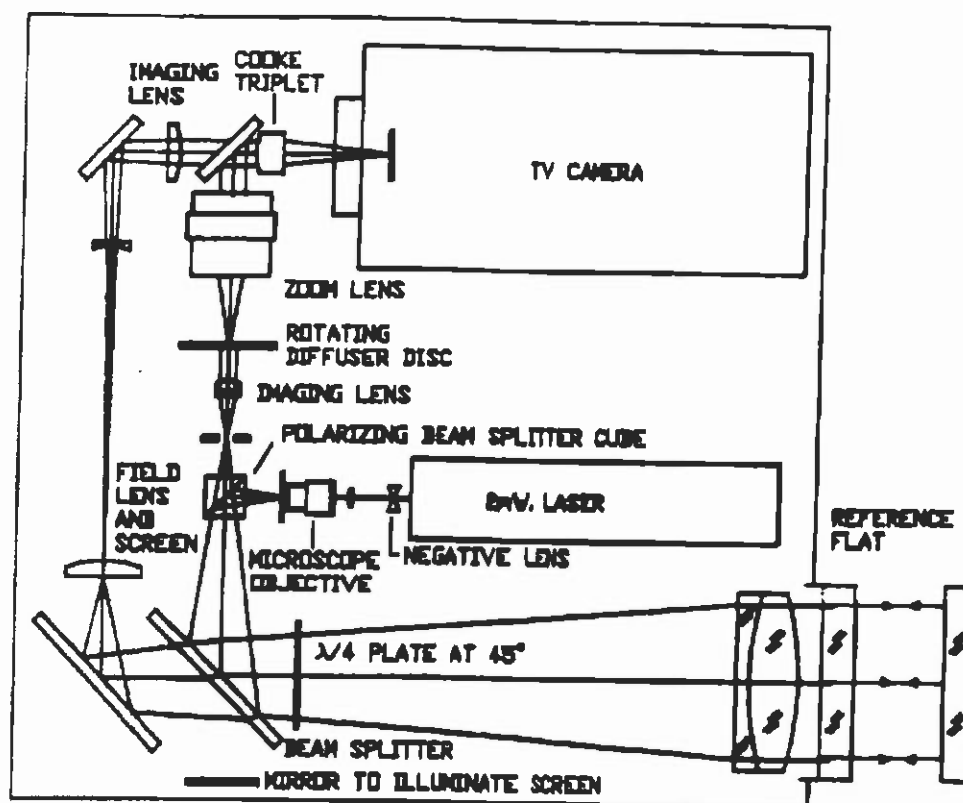


Figure 1.23. Fizeau interferometer manufactured by Zygo Corp. (Courtesy of Zygo, Corp)

Figure 3 Schéma de l'interféromètre Zygo mkIV. L'image de l'interférogramme n'est pas formée directement sur la matrice CCD mais sur un disque dépoli tournant de manière à éliminer le speckle.

L'interféromètre de Twyman-Green

Il s'agit d'une variante de l'interféromètre de Michelson, comme on peut le constater sur la figure 4. La méthode la mesure est légèrement différente de celle de l'interféromètre de Fizeau puisque les ondes planes réfléchies par les deux surfaces ne suivent pas le même chemin. Cependant l'interférogramme généré sur le détecteur est toujours une image de la variation locale de chemin optique entre les deux surfaces et le détecteur. On obtient donc à nouveau une carte de $e(x, y)$. Le groupe en charge de la métrologie pour le projet Anglo-Allemand Geo (Zeiss) utilise un interféromètre de ce type.

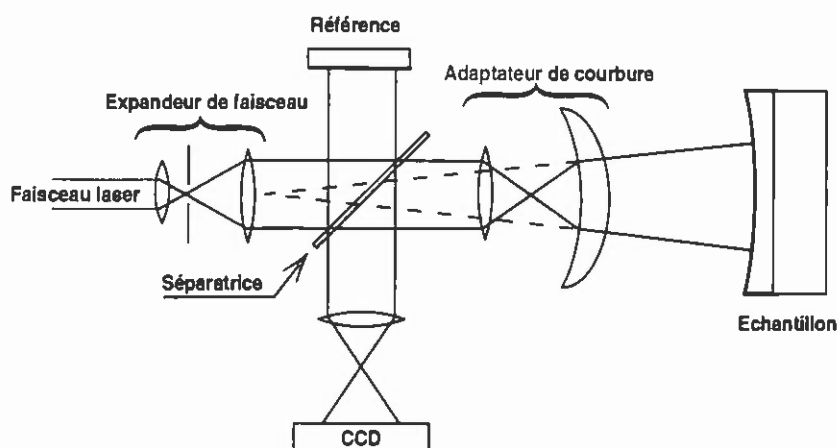


Figure 4 Schéma d'un interféromètre de Twyman-Green

Problèmes inhérents aux méthodes interférométriques.

Influence de l'air : Ces deux appareils, bien que très performants, ont pourtant plusieurs inconvénients. Le premier est lié à la présence de l'air entre les deux surfaces. Si n n'est pas constant dans l'espace ou dans le temps, alors $\Delta\phi$ n'est plus seulement fonction de $e(x, y)$ et la reconstruction de l'épaisseur d'air est impossible. L'influence de l'air est par exemple sensible lors de tests sur des composants verticaux dont le diamètre est supérieur à 10 cm. Dans ce cas la stratification de l'air entraîne une variation de n avec l'altitude qui devient gênante lorsque l'on s'approche de la sensibilité limite de ces appareils. Le problème peut être éliminé avec l'interféromètre de Fizeau en travaillant avec des surfaces horizontales mais la manipulation de la pièce supérieure devient alors très périlleuse.

Influence de la longueur d'onde : Le déphasage induit par la traversée de la lame d'air dépend de la longueur d'onde qui fixe ainsi une échelle caractéristique des variations de e accessibles. Si la variation de e sur le diamètre de l'échantillon est inférieure à $\lambda/100$, le déphasage maximum est nettement inférieur à 2π , soit nettement moins d'une frange. Or les algorithmes de reconstruction de $e(x, y)$ à partir de $\phi(x, y)$ sont basés sur la recherche des extrema de ϕ ou de $\nabla\phi$, et sont donc d'autant moins performants que les variations de ϕ , donc de e , sont faibles. A l'heure actuelle, $\lambda/200$ semble une valeur correcte de la sensibilité de ces appareils, bien que Zeiss affirme obtenir une sensibilité cinq fois meilleure.

Plage de fréquences accessibles et sensibilité : Un interféromètre de Fizeau permet d'évaluer les défauts de surface depuis la courbure jusqu'à des périodes spatiales qui dépendent de la taille de l'échantillon et du nombre de pixels sur la matrice CCD. Pour un échantillon de diamètre D et une matrice CCD de 256×256 pixels, la taille minimum des défauts accessibles est de l'ordre de $D/60$, soit 2 mm pour la région centrale critique des miroirs de *Virgo*. D'autre part, d'après le principe même de fonctionnement d'un interféromètre, sa sensibilité est, à amplitude égale, indépendante de la fréquence spatiale des défauts présents, or l'amplitude des défauts dépend de leur fréquence spatiale suivant une loi de puissance en f^α avec $[-2, -1]$; les interféromètres sont donc relativement moins sensibles aux défauts de hautes fréquences spatiales.

Obtention de la topographie de l'échantillon à partir de $e(x, y)$: Enfin, il existe un troisième problème, qui est pour nous le plus critique, et pour lequel nous avons décidé de développer d'autres méthodes de mesure. Il est clair qu'à l'heure actuelle le maillon faible des méthodes interférométriques est la présence de l'onde de référence. La planéité d'une surface doit être définie en référence à un plan

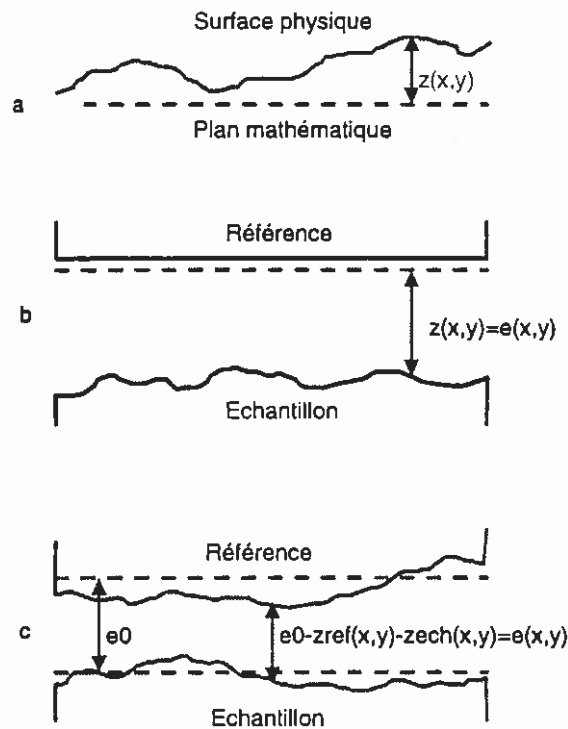


Figure 5 Influence de la qualité de la surface de référence pour évaluer la forme de l'échantillon.

mathématique idéal, comme suggéré sur la figure 5a. La surface physique de référence

des schémas 1 et 4 peut être assimilée à ce plan mathématique si ses défauts sont largement inférieurs à ceux de la pièce à tester (voir figure 5b). Dans ce cas on peut écrire

$$z_{ech}(x, y) = e(x, y) \quad (5.3)$$

ou $z_{ech}(x, y)$ est la hauteur de la surface de l'échantillon par rapport au plan de référence. Malheureusement cela ne peut pas être le cas pour des optiques aussi parfaites que celles de *Virgo* et la mesure de $e(x, y)$ ne nous renseigne que sur les différences de hauteurs relatives des points en vis-à-vis de la référence et de l'échantillon, soit, comme le montre la figure 5c

$$e(x, y) = e_0 - z_{ech}(x, y) - z_{ref}(x, y) \quad (5.4)$$

e_0 étant la distance aux deux plans mathématiques parallèles P_{ech} et P_{ref} .

Mesures "absolues"

Avec l'amélioration croissante de la qualité des surfaces, le problème de la mesure absolue de leur forme est devenu un sujet d'étude important depuis une quinzaine d'années, mais peu de réponses réellement satisfaisantes ont été apportées. On appelle mesure absolue une mesure dont le résultat est indépendant de la forme de la surface de référence. Tous les travaux dans ce domaine font appel à deux méthodes différentes qui nécessitent toutes deux une surface de référence:

1. l'utilisation d'une référence liquide (glycérine, mercure...) dont la géométrie de surface peut facilement être calculée par l'hydrostatique [3].
2. Des mesures à trois plans. Cette dernière méthode consiste à utiliser trois surfaces alternativement comme référence et comme échantillon, et permet de reconstruire de manière absolue le profil des trois surfaces sur un nombre fini de diamètres [14][15][17][18].

Ces deux approches sont difficiles à mettre en oeuvre. La première apporte des contraintes sur le choix des facteurs de réflexion des échantillons susceptibles d'être testés et suppose des conditions de stabilité mécanique draconiennes. La seconde méthode n'apporte qu'une information incomplète et nécessite un grand nombre de manipulations.

5.2.2 Etude de la rugosité

Le diffusimètre

La rugosité d'une surface peut être déterminée par l'étude de la diffusion de la lumière. Le groupe *Virgo* de Lyon dispose d'un diffusimètre résolu en angle. La mesure de la lumière diffusée lors de la réflexion dans 2π stéradians (Total Integrated Scattering ou TIS) permet d'évaluer la rugosité rms de l'échantillon provenant de défauts de périodes spatiales inférieures au diamètre de la zone éclairée. La mesure de la diffusion résolue angulairement permet quand à elle d'estimer l'allure de la densité spectrale des défauts. Cette mesure photométrique est délicate dans le cas de surfaces superpolies, car la lumière diffusée l'est essentiellement dans un angle solide réduit autour de la réflexion spéculaire et est donc masquée par celle-ci ; d'autre part l'énergie diffusée à un angle θ de la réflexion spéculaire est proportionnelle à $\theta^{-2} \sim \theta^{-3}$ suivant le type de poli. En pratique la lumière diffusée dans des angles θ inférieurs à 1° est inaccessible, ce qui donne une valeur supérieure à la période spatiale des défauts accessibles de quelques dizaines de micromètres.

Le profilomètre

Une seconde voie d'investigation consiste à mesurer directement le profil de la surface à des échelles de l'ordre du micromètre. Le profilomètre réalisé par Ph. Gleyzes du groupe *Virgo* de Paris, est basé sur la mesure du déphasage entre deux faisceaux frappant l'échantillon en deux points séparés de quelques micromètres. Le déphasage étant proportionnel à la différence de hauteur entre les deux points étudiés, on peut, en balayant l'échantillon, obtenir une carte de sa surface. Dans des conditions normales d'utilisation, cette appareil a une sensibilité meilleure que le dixième d'Angström et permet de balayer des profils d'une centaine de micromètres de longueur.

Les deux outils dont nous disposons à l'heure actuelle permettent donc l'étude des défauts de rugosité dans le domaine de périodes [$1 \mu\text{m} \rightarrow 100 \mu\text{m}$]

5.3 Effets des déformations, spécifications et méthodes de fabrication.

5.3.1 Effets des déformations

Les deux bras de l'interféromètre *Virgo* seront des cavités Fabry-Perot dont la finesse sera proche de cinquante. Tout écart de la forme des surfaces à la forme idéale se traduira soit par une perte d'énergie par les côtés des cavités, cet effet étant essentiellement dû aux défauts de courtes périodes spatiales, soit par un transfert d'énergie du mode fondamental de la cavité vers des modes d'ordres plus élevés. On

considère en général que les défauts de taille inférieure à la dimension transverse du faisceau laser seront responsables du premier effet, tandis que les déformations de dimensions supérieures au diamètre du faisceau engendreront le second effet.

5.3.2 Spécifications

Pour définir la sensibilité requise pour tester les optiques de *Virgo*, nous nous sommes basés sur les spécifications les plus sévères, qui sont celles des miroirs d'extrémité. Les spécifications sont différentes pour les différentes périodes spatiales envisagées :

1. Pour les périodes spatiales plus grandes que le diamètre du faisceau sur le miroir (5 cm), sur un diamètre de 12 cm, les écarts à la forme idéale de ces composants ne doivent pas excéder $\lambda/100$ crête-à-crête, ce qui représente une déformation de 10 nm sur un profil de 12 cm, soit une erreur sur le gradient de la surface de l'ordre d'une centaine de nanoradians. La sensibilité latérale dépend de l'utilisation de la mesure. Nous avons choisi un pas d'échantillonnage de l'ordre de 2,5 mm pour des raisons pratiques d'utilisation dans la chambre de dépôt ou une résolution supérieure ne sera pas nécessaire. Cet écartement des faisceaux n'est fixé, suivant la méthode de mesure choisie, que par l'épaisseur d'un composant optique ou le pas de déplacement des platines motorisées, et peut donc aisément être réduit.
2. Pour les périodes spatiales inférieures à une fraction de millimètre, la rugosité des surfaces doit être inférieure à 1 Å rms.

Ces spécifications posent deux problèmes : tout d'abord, la densité spectrale des défauts de surface des miroirs dépend énormément de la qualité du polissage du substrat ainsi que du procédé de fabrication, il est donc difficile de savoir par avance si les deux spécifications correspondantes aux deux régions du spectre sont compatibles. Ensuite, une question encore sans réponse est celle de l'effet des défauts de taille intermédiaire, de l'ordre du millimètre, qui n'entrent dans aucune catégorie précédemment citée, qui sont difficiles à modéliser par les méthodes numériques classiques (FFT, décomposition modale) et qui ne sont accessibles ni aux interféromètres, ni aux rugosimètres. Une méthode de mesure locale de pente peut combler le vide existant dans les appareils de mesure et a donc un avantage supplémentaire par rapport aux interféromètres classiques.

5.3.3 Méthodes de fabrication - Coating correctif

Les méthodes actuellement mises en oeuvre pour déposer les revêtements multicouches sur les substrats ne permettent pas d'atteindre les spécifications citées plus

haut. A l'heure actuelle dans la méthode I.B.S., le faisceau d'ions neutralisés est simplement pulvérisé sur le substrat, fixé sur un support planétaire en rotation. Deux techniques sont actuellement à l'étude pour améliorer ce système : la première, développée en particulier par Zeiss [21], consiste à masquer, lors du dépôt, le flux de particules par un ou plusieurs caches mobiles. Les formes et les mouvements des caches sont calculés pour obtenir une épaisseur de couches constante sur toute la surface du substrat. Cette méthode suppose une parfaite répétabilité du processus de fabrication. La seconde méthode actuellement mise au point par l'équipe de J. M. Mackowski part d'une constatation simple, à savoir que l'épaisseur de la couche externe (demi-onde) d'un empilement n'influe pratiquement pas sur la réflectivité du revêtement, mais joue par contre un rôle important sur l'état de surface de celui-ci. On peut donner un modèle simple de l'effet d'un ajout de silice sur un miroir, dans l'hypothèse, justifiée expérimentalement, que les propriétés de réflectivité ne sont pas modifiées. Partons d'un miroir dont le facteur de réflexion en amplitude est

$$r_{02} = -(1 - \delta r) e^{i\delta\phi} \quad (5.5)$$

Les indices font référence aux différents milieux présents (0 : air, 1 : silice, 2 : miroir) schématisés sur la figure 6. δr et $\delta\phi$ représentent les écarts de r_{02} à la réflectivité d'un miroir parfait ($r = -1$). Le propagateur $r_{(air)}$ d'une onde plane incidente après

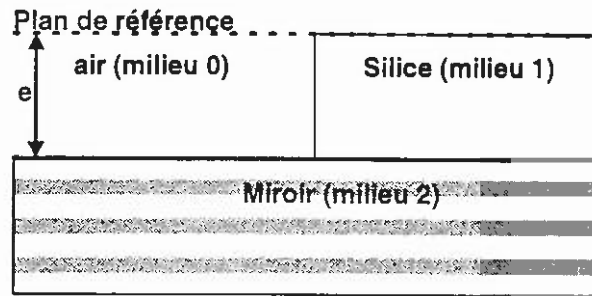


Figure 6 Milieux présents pour le calcul de la modification de la surface d'un miroir par ajout d'une couche de silice.

un aller et retour entre un plan de référence P_{ref} et la surface du miroir séparés d'une épaisseur d'air e d'indice égal à 1 s'écrit

$$r_{(air)} = e^{i\frac{2\pi}{\lambda}e} r_{02} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}e} = -(1 - \delta r) e^{i(\delta\phi + \frac{4\pi}{\lambda}e)} \quad (5.6)$$

et le déphasage induit est donc

$$\phi_{air} = \text{angle} [r_{(air)}] = \delta\phi + \frac{4\pi}{\lambda}e \quad (5.7)$$

avec la présence d'une épaisseur e de silice le propagateur devient

$$\begin{aligned}
 r_{(silice)} &= r_{01} + t_{01} e^{i \frac{2\pi}{\lambda} n e} r_{12} e^{i \frac{2\pi}{\lambda} n e} \left(t_{10} + r_{10} e^{i \frac{2\pi}{\lambda} n e} r_{12} e^{i \frac{2\pi}{\lambda} n e} (t_{10} + r_{10} \dots) \right) \\
 &= r_{01} + t_{01} t_{10} r_{12} e^{i \frac{4\pi}{\lambda} n e} \left(1 + r_{10} r_{12} e^{i \frac{4\pi}{\lambda} n e} + \dots \right) \\
 &= r_{01} + t_{01} t_{10} r_{12} e^{i \frac{4\pi}{\lambda} n e} / \left(1 - r_{10} r_{12} e^{i \frac{4\pi}{\lambda} n e} \right)
 \end{aligned} \tag{5.8}$$

où r_{ij} et t_{ij} sont les coefficients de réflexion et transmission à l'interface des milieux i et j . Le déphasage induit en présence de silice est donc, en remplaçant les facteurs de réflexion/transmission par leur valeur en fonction des indices des différents milieux ($n_{air} = 1, n_{silice} = n$)

$$\phi_{silice} = \text{angle} [r_{(silice)}] = \text{angle} \left[\frac{1-n}{1+n} - \frac{4n}{1+n} \frac{(1-\delta r) e^{i(\delta\phi + \frac{4\pi}{\lambda} n e)}}{1+n + (1-\delta r)(n-1) e^{i(\delta\phi + \frac{4\pi}{\lambda} n e)}} \right] \tag{5.9}$$

La variation du déphasage en présence de silice est perçue comme une variation δz de la position de la surface du miroir :

$$\delta z = \frac{\lambda}{2\pi} (\phi_{air} - \phi_{silice}) \tag{5.10}$$

Cette variation est de signe opposé à celui de e , un ajout de silice sera "vu" par un interféromètre comme un creux. La figure 7 montre cette variation de la position de la surface du miroir en fonction de l'épaisseur de silice ajoutée sur un miroir parfait ($\delta r = 0, \delta\phi = 0$). Le *coating correctif* consiste à déposer environ soixante pour cent de la couche demi-onde pour se placer dans la région linéaire de $\delta z(e)$, puis de corriger localement l'épaisseur de cette dernière couche de l'empilement. La surface des dépôts correctifs est de l'ordre du centimètre carré et leur épaisseur de quelques dizaines de nanomètres. Le schéma de principe du *coating correctif* est présenté sur la figure 8. Une telle méthode nécessite un outil de métrologie capable de contrôler la forme de la surface avant et après correction. Un interféromètre suffisamment sensible est capable de réaliser ces mesures, mais une mesure *in situ*, à l'intérieur même de la cloche de dépôt, évite des manipulations dangereuses pour les composants et garantit une absence de contamination des surfaces. Un de nos objectifs, lors du développement de ce système de contrôle, a donc été de concevoir un appareil susceptible de travailler dans un espace réduit à l'intérieur d'une cloche à vide.

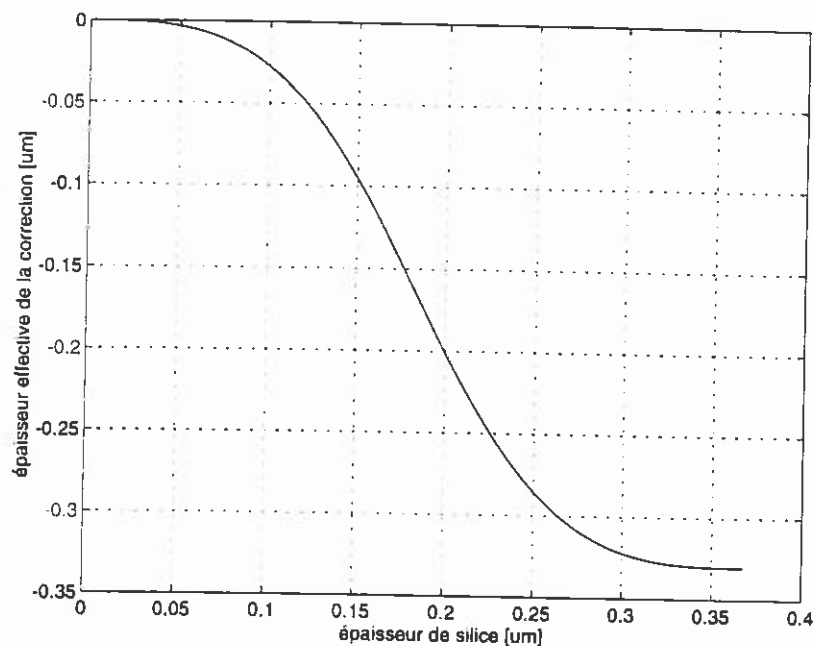


Figure 7 Déplacement de la "surface" du miroir en fonction de l'épaisseur de la dernière couche de silice.

5.4 Mesures de planéité sans surface de référence.

Comme nous l'avons expliqué, les méthodes interférométriques d'étude des surfaces ont pour but la mesure de la hauteur $z_{ech}(x, y)$ d'une surface par rapport à une autre $z_{ref}(x, y)$ qui peut être supposée plane dans certaines circonstances. La méthode que nous proposons consiste à ne pas utiliser de surface de référence mais plutôt une direction de référence. Cette approche a pour but principal d'éliminer la nécessité de la surface de référence, puisqu'au lieu d'un plan nous n'avons plus besoin que d'un vecteur. Au lieu de comparer deux surfaces nous allons comparer deux vecteurs et plus précisément la direction d'un vecteur de référence avec celle d'un vecteur de mesure. Cela nous permettra de déterminer, suivant l'arrangement expérimental choisi, la dérivée seconde ou la dérivée première du profil. Nous allons tout d'abord présenter le principe de la méthode puis les deux types de bancs que nous avons réalisés.

5.4.1 Principe

Lorsqu'on éclaire une surface réfléchissante avec un faisceau laser, la déviation $\vec{\phi}(x, y)$ lors de la réflexion au point de coordonnées (x, y) est une fonction de la dérivée première de la surface. Nous ferons l'hypothèse dans la suite de ce chapitre

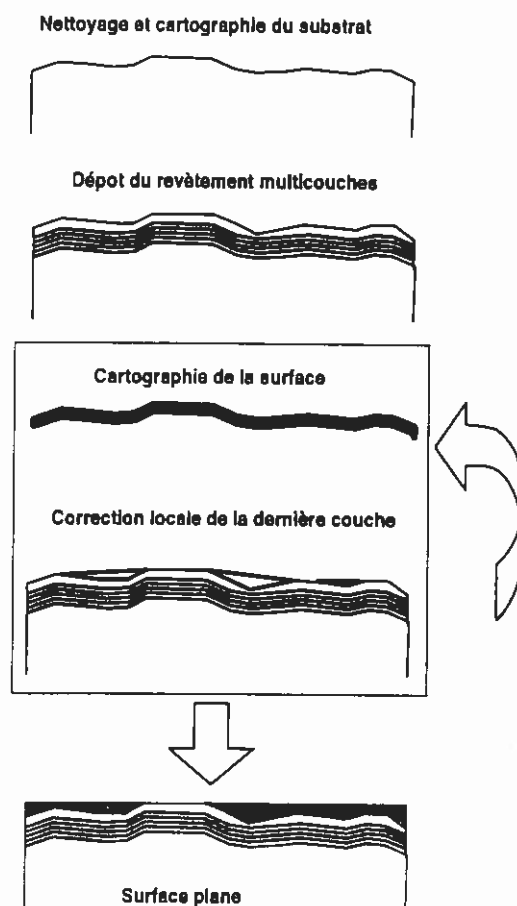


Figure 8 Les différentes étapes de la correction de planéité par coating correctif.

que les surfaces optiques étudiées peuvent être décrites par des surfaces continues deux fois dérivables. Si on considère une direction de référence \hat{e}_z , la déviation du faisceau est (voir fig. 9a)

$$\overrightarrow{\phi(x, y)} = 2\overrightarrow{\varphi} + 2\overrightarrow{\nabla} z(x, y) \quad (5.11)$$

où $\overrightarrow{\varphi}$ est l'angle entre \hat{e}_z et la direction du faisceau, et $z(x, y)$ le profil de la surface dans un référentiel $(\hat{e}_x, \hat{e}_y, \hat{e}_z)$. Une mesure, à l'aide d'un détecteur d'angle, de la déviation $\overrightarrow{\phi(x, y)}$ en tout point de la surface permet d'évaluer $\overrightarrow{\nabla} z(x, y)$. En fixant une valeur de cette dernière quantité en un point particulier, ou en fixant sa valeur moyenne, ce qui revient à appliquer une rotation de la surface suivant un axe orthogonal à \hat{e}_z , on élimine $\overrightarrow{\varphi}$ et on détermine ainsi $z(x, y)$ à une constante additive près. Une telle méthode, très simple dans son principe, pose cependant plusieurs difficultés de réalisation. Tout d'abord, $\overrightarrow{\varphi}$ ne doit pas dépendre des coordonnées, ce qui implique que la représentation physique de \hat{e}_z doit être liée au faisceau laser incident.

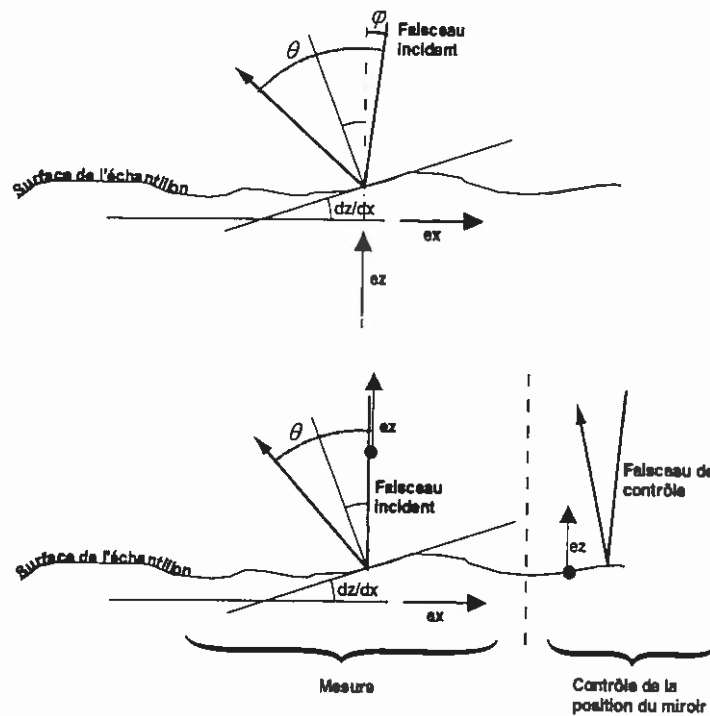


Figure 9 Réflexion d'un faisceau laser sur une surface non plane

Ensuite $\vec{\varphi}$ et $\vec{\nabla}_z(x, y)$ doivent être mesurés dans le même référentiel ($\hat{e}_x, \hat{e}_y, \hat{e}_z$) ce qui devrait signifier que \hat{e}_z doit également être lié à la surface ; or la mesure étant locale, le faisceau doit pouvoir se déplacer sur la surface.

Nécessité d'un faisceau de contrôle

En pratique, il est commode de choisir la direction du faisceau laser incident comme direction du vecteur \hat{e}_z . De cette manière, si la direction du faisceau varie par rapport au laboratoire, elle reste fixe dans le référentiel choisi pour la mesure. Il faut alors contrôler la position de l'échantillon dans cette base. Pour cela on utilise un second faisceau que l'on appelle "faisceau de contrôle". Le contrôle de la position de la surface est nécessaire pour deux raisons : tout d'abord l'échantillon, ou le système de mesure, doivent se déplacer sur des distances typiques de plusieurs centimètres, et les systèmes motorisés actuellement disponibles ne garantissent pas une précision en translation et rotation suffisante pour atteindre la sensibilité dont nous avons besoin. Ensuite les fluctuations de pointé du faisceau de mesure, dues aux déformations de la cavité ou à la turbulence atmosphérique, entachent les mesures d'une incertitude que nous

avons évaluée à plusieurs microradians par mètre de parcours dans l'atmosphère[†]. Le faisceau de contrôle a donc pour but d'asservir, lors du déplacement et en cours de mesure, la position de la surface à la direction de l'axe défini par le faisceau de mesure. Cela implique que les fluctuations de pointé du faisceau de contrôle soient très inférieures et/ou corrélées, avec celles du faisceau de mesure. Dans la première configuration présentée, le faisceau de contrôle suit le faisceau de mesure.

Mesure à une dimension

Pour des raisons pratiques de mise en oeuvre, nous n'effectuons que des mesures sur des diamètres, nous mesurons sur une grille cylindrique (r_i, θ_i) les valeurs de la dérivée radiale de z .

$$\phi(r_i, \theta_i) = 2\varphi + 2 \left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{(r_i, \theta_i)} \quad (5.12)$$

La connaissance de $\frac{\partial z}{\partial r}$ en tout point suffit cependant pour reconstruire la surface complète en posant comme condition que le plan tangent à la surface au point $(r = 0, \theta)$, point commun à tous les diamètres, est horizontal. De cette manière on peut calculer z sur les diamètres parcourus en intégrant $\frac{\partial z}{\partial r}$ à partir du centre. L'inconvénient de cette méthode de reconstruction est qu'elle ne permet pas l'emploi d'algorithmes limitant la propagation des erreurs, comme ceux proposés pour la reconstruction des fronts d'onde mesurés par l'interféromètre de Shack-Hartman [7][8][9][11].

Un appareil commercial, le LONG TRACE PROFILOMETER II, réalisé il y a quelques années par *Continental Optical Corporation*, était un profilomètre basé sur ce principe de mesure de pente. Deux faisceaux colinéaires proches étaient envoyés sur l'échantillon puis focalisés au même point d'un détecteur CCD linéaire. La figure d'interférences engendrée sur le détecteur permettait d'évaluer la différence de direction des deux faisceaux. Nous avons tenté de joindre cette compagnie mais elle semble avoir disparu.

[†]On peut bien sûr souhaiter placer ces bancs à l'intérieur d'une enceinte à vide, mais comme il ne s'agit que de montages préliminaires, il ne nous est pas paru indispensable de se placer dans ces conditions optimales, mais beaucoup plus coûteuses.

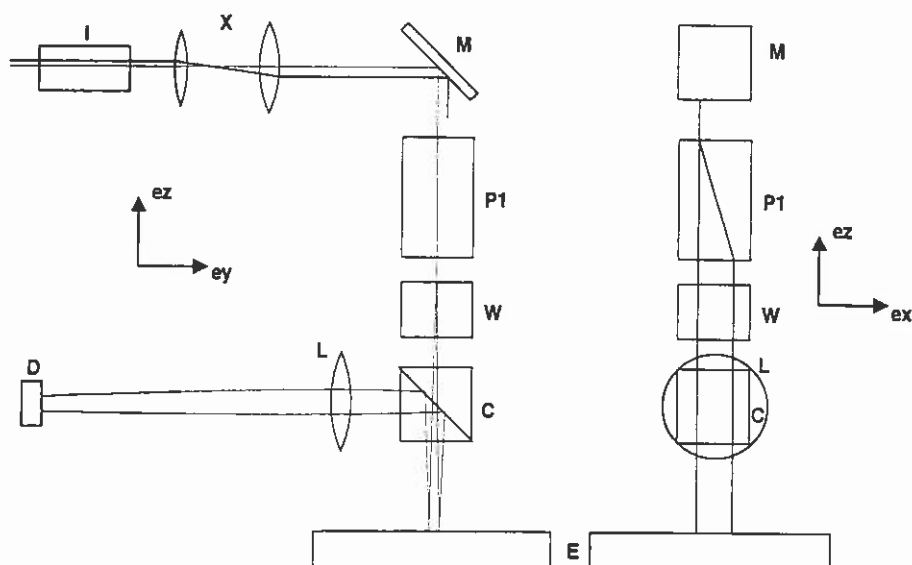


Figure 10 Schéma du premier banc avec prisme de Wollaston. (I) isolateur optique, (X) expandeur, (M) miroir, (P1) prisme calcite, (W) prisme de Wollaston, (C) cube, (L) lentille, (D) détecteur, (T) tube.

5.5 Première configuration, mesure "absolue" de la dérivée seconde.

5.5.1 Présentation du montage

Montage avec séparation angulaire des faisceaux

Nous avons réalisé un premier banc dans lequel le faisceau de contrôle se déplace sur la surface de l'échantillon avec le faisceau de mesure. Le schéma de l'expérience, projeté sur les plans (\hat{e}_x, \hat{e}_z) et (\hat{e}_y, \hat{e}_z) est présenté sur la figure 10. La source est un laser hélium-néon stabilisé en fréquence et en puissance. La taille w_0 du faisceau est adaptée grâce à un expandeur (X), pour atteindre deux millimètres de diamètre. La divergence du faisceau étant très faible, on peut considérer que l'on a affaire à une onde plane à distribution gaussienne de puissance. Un isolateur optique (I) protège le laser des retours de faisceau réfléchi en particulier par l'expandeur. Un miroir à 45° (M) envoie le faisceau dans la direction \hat{e}_z . Un prisme en calcite (P_1), représenté sur la figure 11 sépare le faisceau en deux composantes polarisées orthogonalement, un des faisceaux est choisi comme faisceau de mesure (FM), l'autre comme faisceau de contrôle (FC). Les deux faisceaux sont presque parallèles dans le plan (\hat{e}_x, \hat{e}_z) et sont séparés de $\delta r = 2,7$ mm suivant \hat{e}_x grâce au prisme en calcite. Un prisme de Wollaston (W) sépare angulairement les deux faisceaux dans le plan (\hat{e}_y, \hat{e}_z) . La séparation angulaire est nécessaire pour que les faisceaux soient séparés de quelques millimètres sur le

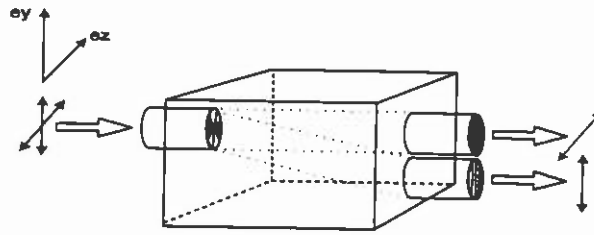


Figure 11 Trajectoire des rayons ordinaire et extraordinaire dans un prisme en calcite. La déviation du rayon extraordinaire est de 6° dans le prisme.

détecteur ; celui-ci se trouvant au foyer d'une lentille. La séparation angulaire, une dizaine de milliradians, a été choisie pour que les faisceaux soient séparés de 2,7 mm sur le détecteur, ce choix est lié à la géométrie du détecteur et n'a aucun rapport avec le choix de l'écartement des faisceaux δr sur l'échantillon. L'échantillon est placé sur un système de déplacement comportant une platine de translation suivant l'axe \hat{e}_x ainsi qu'une platine de rotation dans le plan (\hat{e}_x, \hat{e}_y) . Après réflexion sur l'échantillon (E) aux points X_1 et X_2 , les deux faisceaux sont dirigés par un cube séparateur (C) non polarisant sur le détecteur d'angle qui est constitué d'un photodétecteur à quatre quadrants placé au foyer d'une lentille (L) de distance focale $f = 20$ cm. Le faisceau

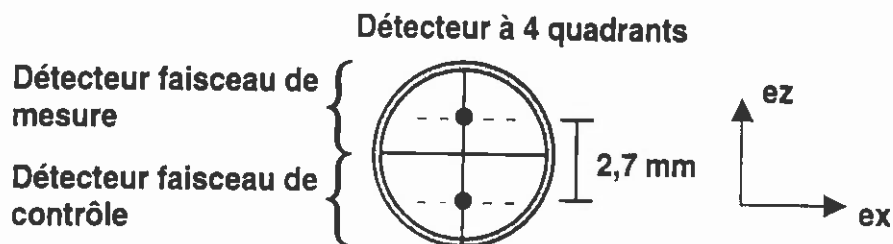


Figure 12 Position des spots sur le détecteur

de contrôle frappe les deux quadrants inférieurs et le faisceau de mesure les deux quadrants supérieurs (voir fig. 12). Les quatre quadrants sont les entrées d'un circuit analogique dont le rôle est de réaliser la soustraction des signaux provenant des deux quadrants d'un même demi-détecteur, ainsi que l'amplification, le filtrage des signaux et le contrôle du système d'asservissement en position du détecteur. L'acquisition est réalisée par une carte analogique/numérique dans un ordinateur (486/33). Le calcul de la surface étant effectué par un programme écrit en BASIC.

Montage sans séparation angulaire

Dans le cas où l'on dispose d'un laser qui produit deux faisceaux polarisés orthogonalement et de fréquences décalées par effet Zeeman, on peut éliminer le prisme de Wollaston, dont le rôle secondaire est, en permettant aux deux faisceaux d'être séparés physiquement jusqu'au détecteur, de supprimer les interférences éventuelles des deux faisceaux dans le cube séparateur. On utilise à la place un second prisme en calcite (P_2) devant le détecteur (voir figure 13) qui joue le même rôle de séparateur de faisceau. De cette manière, les faisceaux étant superposés sur la majeure partie de leur parcours, leurs fluctuations de pointé sont corrélées au maximum et le réglage du banc est considérablement simplifié. Par contre les deux faisceaux sont superposés dans le cube ; si celui-ci n'est pas parfait, une fraction de l'énergie d'une des polarisations peut être transférée à l'autre ; cet effet n'est pas critique si les deux polarisations sont décalées en fréquences car on combine les intensités et pas les amplitudes.

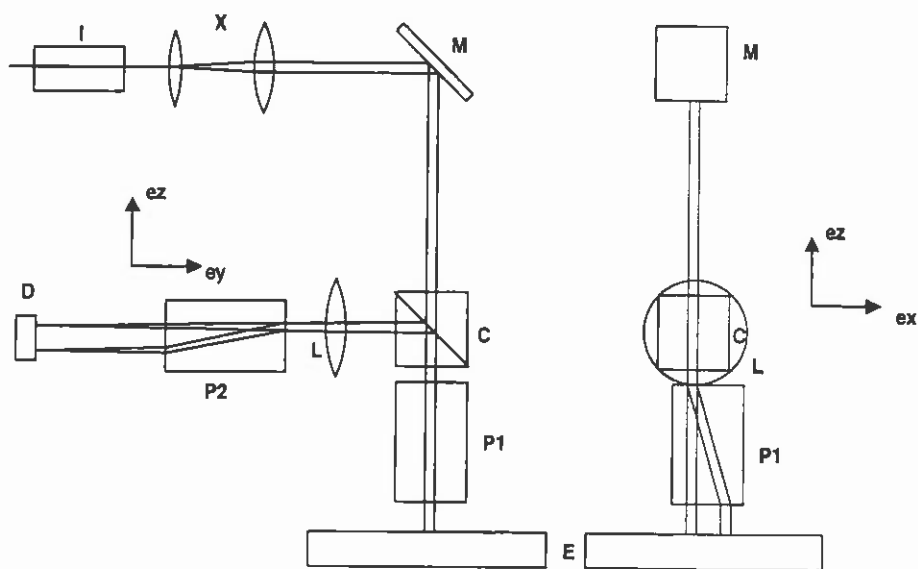


Figure 13 Schéma du second banc sans Wollaston.

5.5.2 Procédures de réglage

Le principe de mesure de pente est très simple mais l'utilisation de deux faisceaux solidaires pose des problèmes de mise au point. La procédure de réglage du banc est un des points essentiels de la mesure ; l'écart et l'angle entre les deux faisceaux incidents étant figés par le choix des composants (Wollaston et prisme en calcite), nous ne décrivons ici que le réglage pas à pas de la position des faisceaux sur l'échantillon et le détecteur d'angle.

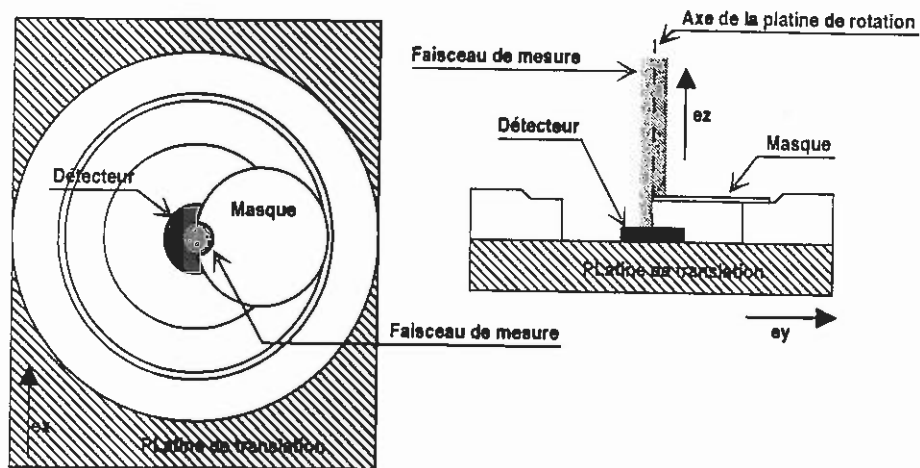


Figure 14 Schéma du système de centrage des faisceaux

Détermination du centre de rotation de l'échantillon

Les mesures n'étant effectuées que sur des lignes, il est nécessaire, pour reconstruire finalement la surface complète, que celles-la aient un point commun bien défini. Nous travaillons sur des diamètres et nous disposons donc d'une méthode pour placer le faisceau de mesure exactement au centre du miroir et pour aligner l'axe $\overrightarrow{X_1 X_2}$ et l'axe de translation du support d'échantillon.

Positionnement du faisceau de mesure : Une photodiode est fixée à l'intérieur et à peu près au centre de la platine de rotation. Un disque métallique, tangent à l'axe de rotation de la platine, est également fixé à celle-ci. (voir figure 14). le faisceau de mesure est déplacé par rapport à l'axe de la platine de rotation, par une translation du miroir (M) suivant \hat{e}_y et un mouvement de la platine de translation supportant l'échantillon. Lorsque le faisceau est centré l'intensité lumineuse frappant la photodiode est indépendante de l'angle de rotation de la platine, la photodiode recevant dans tous les cas la moitié du flux incident, l'autre moitié étant stoppée par le cache circulaire. Dans le cas contraire on observe un signal dipolaire de la forme

$$I(\theta) = I_0 + I'_0 \sin(\theta + \theta_0)$$

La position suivant l'axe \hat{e}_x du centre du faisceau de mesure peut être réglée à $10 \mu\text{m}$ près et sa position suivant l'axe \hat{e}_y à $100 \mu\text{m}$ près. La position suivant \hat{e}_x est plus précise car on utilise la platine motorisée dont les pas sont de $1 \mu\text{m}$ tandis que le réglage suivant \hat{e}_y utilise un déplacement manuel micrométrique.

Positionnement du faisceau de contrôle : Une fois le faisceau de mesure centré, on translate le support d'échantillon de δr et on répète l'opération, mais le faisceau de contrôle est déplacé suivant \hat{e}_y par une rotation fine du prisme en calcite (P1), de cette manière le réglage de ce faisceau n'altère pas le réglage précédent.

La distance entre l'axe de rotation du miroir et le centre du faisceau de mesure au point $(r_m = 0, \theta_m)$ est inférieure à $130 \mu\text{m}$ et l'angle $\overrightarrow{X_1 X_2}, \hat{e}_x$ est inférieur à 75 mrad (figure 15).

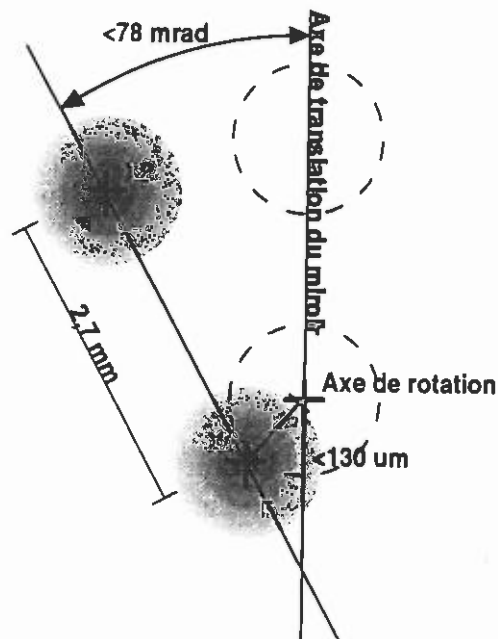


Figure 15 Position des faisceaux sur l'échantillon par rapport aux axes de translation et de rotation du système de déplacement (En pointillés, positions idéales).

Réalisation du détecteur d'angle

Le détecteur, constitué pour chaque faisceau de la lentille (L) plan-convexe, traitée anti-reflet, et de deux quadrants du photodétecteur, permet d'éliminer la contribution des translations des faisceaux avant la lentille. Les déplacements des spots sur les quadrants sont donc dûs uniquement aux rotations induites par la réflexion sur l'échantillon et sur le trajet des faisceaux. L'effet des fluctuations de pointé induites par la convection entre la lentille et le détecteur est réduit par la présence d'un tube de protection (T) de 1 cm de diamètre.

Le plan moyen de l'échantillon n'étant pas rigoureusement perpendiculaire à l'axe de la platine de rotation, une rotation d'un angle θ engendre un signal propor-

tionnel à $\sin(\theta)$ mais agit de la même manière sur les deux faisceaux. La dynamique du détecteur étant plus faible que ces variations de pointé induites par les systèmes de déplacement, il est nécessaire d'asservir sa position. Une platine de translation motorisée suivant l'axe e_x contrôlée par le signal du faisceau de contrôle asservit la position du photodétecteur. Une céramique piézoélectrique agit sur une seconde platine de translation pour éliminer les fluctuations de pointé durant le balayage des diamètres.

Étalonnage du détecteur d'angle : On étalonne le détecteur en le déplaçant d'une distance δx de quelques micromètres dans la direction de l'axe \hat{e}_x , simulant un angle $\delta x/f$ correspondant à une variation de pente $\delta x/2f$ de l'échantillon. Le diamètre $2w$ des faisceaux sur les détecteurs est de l'ordre de

$$2w \approx \frac{2\lambda f}{\pi w_0} \approx 500 \mu\text{m} \quad (5.13)$$

La réponse du détecteur est à peu près linéaire sur cette distance et les déviations accessibles sont comprises dans l'intervalle $\pm 0,5$ mrad. L'étalonnage nous permet de connaître le facteur de proportionnalité K entre le signal analogique S reçu et la pente qui a engendré ce signal.

5.5.3 Méthode de mesure

Une rotation ϕ d'un des faisceaux à la réflexion dans le plan (\hat{e}_x, \hat{e}_z) se traduit par une translation $\delta d = f\phi$ suivant \hat{e}_x sur le détecteur. Pour une position donnée du miroir, le faisceau de mesure est réfléchi au point (r_m, θ_m) et le faisceau de contrôle au point $(r_c, \theta_c) = (r_m - \delta r, \theta_m)$. Les positions des deux spots sur le détecteur sont égales à

$$\begin{cases} \delta d_m(r_m, \theta_m) = f \left(2 \left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{(r_m, \theta_m)} + \varepsilon_{(r_m, \theta_m)} + \varepsilon'(t) \right) + d_m \\ \delta d_c(r_m, \theta_m) = f \left(2 \left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{(r_m - \delta r, \theta_m)} + \varepsilon_{(r_m, \theta_m)} + \varepsilon''(t) + \delta\varphi \right) + d_c \end{cases} \quad (5.14)$$

où $\varepsilon_{(r_m, \theta_m)}$ est une déviation introduite par des défauts éventuels du système de déplacement, $\varepsilon'(t)$ et $\varepsilon''(t)$ sont des déviations parasites dues à la turbulence atmosphérique ou à des dérives mécaniques, et $\delta\varphi$ l'angle entre les deux faisceaux. En soustrayant les signaux provenant des deux demi-détecteurs on obtient un signal proportionnel à $\delta d_m - \delta d_c$

$$S(r_m, \theta_m) = K \left[f \left(2 \left(\left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{(r_m, \theta_m)} - \left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{(r_m - \delta r, \theta_m)} \right) + (\varepsilon'(t) - \varepsilon''(t)) - \delta\varphi \right) + d_m - d_c \right] \quad (5.15)$$

La soustraction est en fait réalisée automatiquement par le système d'asservissement de la position du détecteur. Plus les faisceaux ont des parcours proches, voire confondus, entre le laser et le détecteur, plus le terme $(\varepsilon'(t) - \varepsilon''(t))$ dans (5.15) est faible. Le signal, en l'absence de ce bruit est alors proportionnel à

$$S(r_m, \theta_m) = K \left[2f \left(\left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{(r_m, \theta_m)} - \left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{(r_m - \delta r, \theta_m)} \right) \right] + S_0 \quad (5.16)$$

où S_0 est une constante. On voit qu'avec ce type de montage on a accès, à une constante près, à la valeur de la dérivée seconde du profil.

Contribution du terme $\varepsilon'(t) - \varepsilon''(t)$.

Nous avons évoqué la sensibilité requise dans le cas général où on peut mesurer directement les variations de hauteur de l'échantillon. Comme notre mesure nous donne la dérivée seconde il est nécessaire de se placer dans le cas le plus défavorable pour évaluer la sensibilité sur cette mesure particulière. La déformation qui engendre les gradients les moins élevés est le défaut de courbure. Si celui-ci est seul responsable de la déformation, l'écart à la forme idéale sera, pour un diamètre, donné par:

$$\Delta z(r) = \alpha r^2 \quad (5.17)$$

avec, d'après les spécifications

$$\Delta z(6 \times 10^{-2}) \leq 10 \text{ nm} \quad (5.18)$$

Cela nous permet d'évaluer la valeur de α

$$\alpha \leq 2.7 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1} \quad (5.19)$$

L'écart entre la dérivée première au point r et celle au point $r + \delta r$ vaut donc

$$\left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{(r_m, \theta_m)} - \left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{(r_m - \delta r, \theta_m)} \leq 2\alpha\delta r = 14 \text{ nrad} \quad (5.20)$$

Pour pouvoir négliger $\varepsilon'(t) - \varepsilon''(t)$ il faut donc que durant le balayage d'un diamètre, cette quantité ne fluctue pas de plus de 14 nrad qui est la sensibilité requise. Cette quantité est proportionnelle, par l'intermédiaire de α , au carré du rayon du miroir. La corrélation des fluctuations de pointé des deux faisceaux est donc un point crucial. Les fluctuations de pointé des faisceaux ont trois causes principales : des fluctuations de pointé du laser qui sont supérieures à 14 nrad/ $\sqrt{\text{Hz}}$ pour des fréquences inférieures

Source	Plage de fréquence	Remède
Laser	0 ~ 0,5 Hz	Mesure différentielle
Dérives mécaniques	0 Hz	Moyennes
Turbulence	0,1 ~ 100 Hz	Filtrage, asservissement des détecteurs

Tableau 5.1 Sources des fluctuations de pointé des faisceaux supérieures à 14 nrad

à 0,5 Hz ; des dérives lentes d'origine vraisemblablement mécanique ; des fluctuations de pointé dues à la turbulence atmosphérique dans une plage de fréquences d'une fraction de Hz jusqu'à quelques dizaines de Hz [12], [13]. Pour éliminer la contribution de la turbulence nous utilisons un filtre passe bas 12dB/oct à 3Hz.

Domaine de fréquences accessibles

Le domaine de fréquences accessibles est déterminé par le diamètre des faisceaux sur l'échantillon, par l'écartement des spots et par le diamètre de l'échantillon. Le diamètre D fini de l'échantillon impose la limite basse de la plage de fréquence, la limite haute est imposée par les choix sur la géométrie des faisceaux. Comme celle-ci est figée par le choix du cristal séparateur et de l'expandeur de faisceau, son choix ne dépend que de l'application à laquelle la mesure est destinée. Les retouches appliquées par la technique de *coating correctif* auront des surfaces de l'ordre du centimètre carré, nous avons donc choisi une fréquence de coupure haute de 2 cm^{-1} . Après élimination du terme constant, pour une position donnée r_m de l'échantillon et pour un rayon donné θ_m , le signal vaut d'après (5.16)

$$\begin{aligned} S(r_m) &= 2Kf \left(\left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{(r)} - \left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{(r-\delta r)} \right) \times \Pi_{\delta r} \\ &= 2Kf \left(\frac{\partial z(r)}{\partial r} * (\delta_r - \delta_{r-\delta r}) \right) \times \Pi_{\delta r} \end{aligned} \quad (5.21)$$

où δ_r est la distribution de Dirac non nulle en r et δr est l'écartement des faisceaux et $\Pi_{\delta r}$ est le peigne de Dirac de période δr . Pour déterminer la fonction de transfert du banc on doit tenir compte du diamètre fini des faisceaux gaussiens en effectuant une convolution supplémentaire :

$$S(r_m) = 2Kf \left(\frac{\partial z(r)}{\partial r} * (\delta_0 - \delta_{\delta r}) * \sqrt{\frac{2}{\pi w_0^2}} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} \right) \times \Pi_{\delta r} \quad (5.22)$$

Dans l'espace des fréquences spatiales cette équation devient

$$\widetilde{S}(\nu) = 2Kf \left((2i\pi\nu z(\nu)) (1 - e^{-2i\pi\nu\delta r}) e^{-\frac{\pi^2\nu^2 w_0^2}{2}} \right) * \Pi_{\delta r-1} \quad (5.23)$$

soit pour un motif élémentaire de la fonction de transfert :

$$\frac{\widetilde{S}(\nu)}{z(\nu)} = -8iKf\pi\nu \sin(\pi\nu\delta r) e^{-\frac{\pi^2\nu^2 w_0^2}{2}} e^{-i\pi\nu\delta r} \quad (5.24)$$

L'allure de l'amplitude $\widetilde{S}(\nu)/z(\nu)$ de cette fonction est donnée sur la figure 16. Comme on peut le voir sur la figure 16(a), le diamètre des faisceaux, peu différent de leur écartement, ne permet pas d'éviter totalement le repliement des hautes fréquences qui intervient pour $\nu > 1/(2\delta r)$ à cause de la présence du peigne de Dirac dans la fonction de transfert complète. Le pas d'échantillonnage doit être fixé égal à l'écartement des deux faisceaux pour que la reconstruction des profils soit possible. Un diamètre de faisceaux supérieure permet d'atténuer ce phénomène mais rend le réglage de leur position difficile et peut induire des phénomènes d'interférence dans la zone de recouvrement.

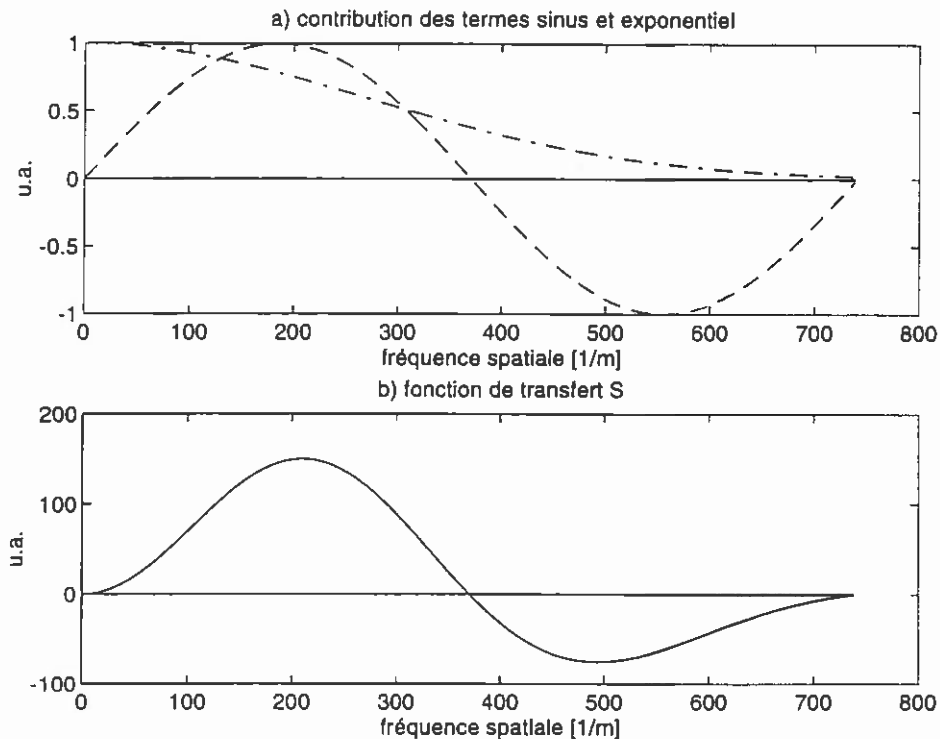


Figure 16 Fonction de transfert du banc de mesure en fonction des fréquences spatiales comprises entre 0 et $2/\delta r$.

Reconstruction de la surface.

Comme nous l'avons dit, nous imposons un plan tangent horizontal au centre du miroir pour pouvoir reconstruire une surface complète. Après avoir intégré une fois le signal à partir du centre pour obtenir la dérivée première

$$\left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{p\delta r} = K^{-1} \sum_{n=1}^p S(n\delta r) + \left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_0 + K^{-1} p S_0, \quad p \in \mathbb{Z}^* \quad (5.25)$$

à une constante près (provenant de l'intégration) et à une rotation globale près (provenant du terme S_0), nous annulons sa valeur en $r = 0$: $\left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_0 = 0$. Une seconde intégration donne alors la hauteur $z(r)$ à une constante près et à une courbure près (provenant du terme S_0).

$$z(p\delta r) = z((p-1)\delta r) + \delta r \left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{p\delta r} \quad (5.26)$$

$$z(p\delta r) = z(0) + \delta r \sum_{n=1}^p \left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{n\delta r} \quad (5.27)$$

$$= z(0) + \delta r K^{-1} \sum_{n=1}^p \sum_{q=1}^n S(q\delta r) + K^{-1} S_0 \sum_{n=1}^p n$$

Cette méthode de mesure ne donne donc accès qu'à l'écart à la courbure moyenne. Nous ne tenons pas compte de la forme gaussienne des faisceaux lors de la reconstruction, nous utilisons la forme de S donnée par l'équation (5.22). Cependant on peut tenir compte de la forme des faisceau en calculant $z(r)$ par la transformée de Fourier inverse de l'équation (5.24), soit

$$z(r) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\widetilde{S}(\nu)}{8K f \pi \nu \sin(\pi \nu \delta r) e^{-\frac{\pi^2 \nu^2 w_0^2}{2}}} \right\} \quad (5.28)$$

cette transformée devant être calculée dans le domaine $]1/(2D), 1/(2\delta r)[$.

Elimination du basculement et du piston

Les deux premiers termes de la décomposition d'une surface en polynômes orthogonaux sont : le piston ou altitude moyenne, et le basculement ou rotation globale. Ces deux termes n'apportent aucune indication sur la planéité de la surface, aussi ils doivent être éliminés. La méthode choisie consiste à transformer tout d'abord le quadrillage cylindrique utilisé pour la mesure, en quadrillage cartésien : la valeur de z au point (x, y) est donnée par la moyenne des hauteurs de ses quatre plus proches voisins dans les coordonnées (r, θ) , cette moyenne est pondérée par la distance des

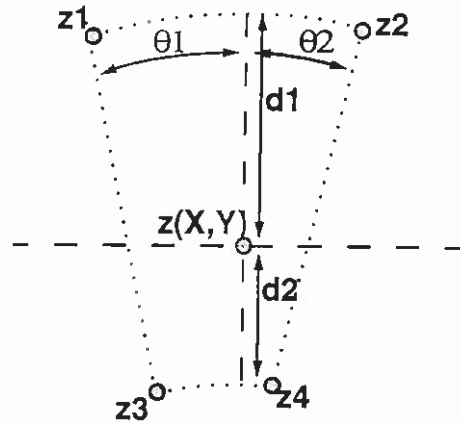


Figure 17 Position d'un point (x, y) par rapport aux quatre points utilisés pour calculer $z(x, y)$

voisins au point (x, y) . La figure 17 montre la position d'un point (x, y) par rapport aux points $\{z_1; \dots; z_4\}$ dont l'altitude a été mesurée. L'altitude $z(x, y)$ est calculée par :

$$z(x, y) = \frac{1}{4} \left(\begin{aligned} & z_1 \frac{d_1}{d_1+d_2} \frac{\theta_1}{\theta_1+\theta_2} + z_2 \frac{d_2}{d_1+d_2} \frac{\theta_2}{\theta_1+\theta_2} \\ & + z_3 \frac{d_2}{d_1+d_2} \frac{\theta_1}{\theta_1+\theta_2} + z_4 \frac{d_1}{d_1+d_2} \frac{\theta_2}{\theta_1+\theta_2} \end{aligned} \right) \quad (5.29)$$

Le piston et le basculement sont alors éliminés par une interpolation linéaire à deux dimensions sur le quadrillage cartésien, $z(x, y)$ est remplacé par :

$$z(x, y) \rightarrow z(x, y) - ax - by - c \quad (5.30)$$

avec

$$\begin{cases} a = \frac{\Delta_{xz}\Delta_{yy} - \Delta_{yz}\Delta_{xy}}{\Delta_{xx}\Delta_{yy} - \Delta_{xy}^2} \\ b = \frac{\Delta_{yz}\Delta_{xx} - \Delta_{xz}\Delta_{xy}}{\Delta_{xx}\Delta_{yy} - \Delta_{xy}^2} \\ c = \frac{S_{xz} - aS_{xx} - bS_{xy}}{S_x} \end{cases} \quad (5.31)$$

$$\begin{cases} \Delta_{xx} = S_{xx}S - S_x^2 \\ \Delta_{yy} = S_{yy}S - S_y^2 \\ \Delta_{zz} = S_{zz}S - S_z^2 \\ \Delta_{yz} = S_{yz}S - S_yS_z \\ \Delta_{xy} = S_{xy}S - S_xS_y \end{cases} \begin{cases} S_{zz} = \sum_k x_k z_k \\ S_{xy} = \sum_k x_k y_k \\ S_{yz} = \sum_k y_k z_k \\ S_{xx} = \sum_k x_k^2 \\ S_{yy} = \sum_k y_k^2 \end{cases} \begin{cases} S_x = \sum_k x_k \\ S_y = \sum_k y_k \\ S_z = \sum_k z_k \\ S = N \end{cases} \quad (5.32)$$

ou N est le nombre de points du quadrillage et $k = \{1; \dots; N\}$ indice tous les points du quadrillage.

5.5.4 Performances

Sensibilité

Pour évaluer la sensibilité de notre appareil nous avons effectué des mesures en intercalant entre l'échantillon et le système de mesure, un miroir fixe solidaire du cube séparateur. De cette manière, les faisceaux frappant toujours les deux mêmes points de sa surface, on simule un miroir parfaitement plan. La figure 18 présente le résultat de la moyenne de 6 surfaces reconstruites de cette manière. En effet le

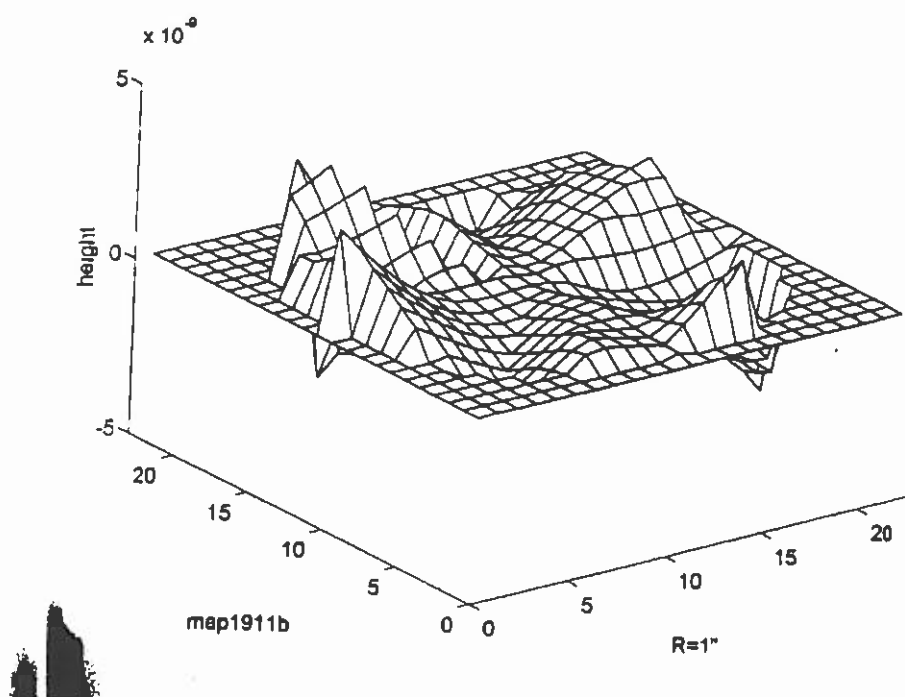


Figure 18 Moyenne de six cartes réalisées avec un miroir solidaire du cube séparateur.

filtrage analogique et la mesure différentielle ne suffisent pas à obtenir une sensibilité suffisante car ils ne permettent pas d'éliminer les effets de dérive (mécanique, thermique) sur des échelles de temps comparables à celle du balayage d'un diamètre, typiquement une minute. Or ces effets entraînent des fluctuations de pointé de l'ordre d'une centaine de nanoradians, soit cinq à six fois supérieures à la sensibilité requise. Il est donc nécessaire en dernier lieu d'effectuer des moyennes sur plusieurs profils. Le tableau 5.2 présente des mesures de la sensibilité du banc, pour différentes valeurs

nb de cartes distance [cm]	0	1	2	3	4	5	6	7
1	0	3	10	20	34	52	71	96
5	0	1	2	4	6	10	15	20
10	0	0	1	3	4	5	7	10
20	0	0	0	1	2	3	3	4

Tableau 5.2 Sensibilité crête à crête en fonction du nombre de cartes réalisées et de la distance au centre du miroir.

du rayon de l'échantillon, et pour différentes moyennes. Pour réaliser ce tableau nous avons effectué quarante balayages d'un même diamètre, puis nous avons effectué p moyennes sur deux, cinq ou dix profils en enfin nous avons évalué, pour une distance donnée x au premier point de mesure, la dispersion maximum d_{\max} des mesures.

$$d_{\max}(x) = \max(\bar{z}_1(x); \dots; \bar{z}_p(x)) - \min(\bar{z}_1(x); \dots; \bar{z}_p(x)) \quad (5.33)$$

avec

$$\bar{z}_q(x) = \frac{p}{40} \sum_{m=\text{mesure } n^{\circ} \frac{40}{p}(q-1)+1}^{\text{mesure } n^{\circ} \frac{40}{p}(q)+1} z_m(x) \quad (5.34)$$

Il s'agit donc d'une sensibilité sur la valeur crête à crête et pas d'une sensibilité rms. La sensibilité crête à crête obtenue avec une carte unique est de 70 nm à une distance de 6 centimètres du centre. Pour être sûr d'avoir une sensibilité de 10 nm crête à crête il est nécessaire d'effectuer une moyenne sur au moins dix cartes.

Bien que nous cherchions à réaliser des cartographies, un traitement statistique des données nous permet de gagner quelques nanomètres sur la sensibilité. En chaque point de coordonnées (r, θ) , après avoir effectué n mesures $z_1(r, \theta), \dots, z_n(r, \theta)$, nous éliminons tous les point qui se trouvent hors de l'intervalle $[\bar{z} - 2\sigma_z, \bar{z} + 2\sigma_z]$.

Répétabilité

Pour évaluer la répétabilité nous effectuons des mesures réelles sur des échantillons en mouvement et comparons différentes mesures de l'altitude sur un même diamètre. Le déplacement de l'échantillon lors de la mesure n'introduit pas de bruit supplémentaire si on prend la précaution d'introduire un délai d'attente suffisant entre la fin d'un déplacement et le début de l'acquisition. Le délai que nous avons choisi est d'une seconde. La répétabilité est comparable à la sensibilité si on étalonne le détecteur avant chaque mesure.

5.5.5 Résultats

Nous avons testé avec ce premier système des miroirs hélium-néon R_{max} ($R > 0,999$) fabriqués à l'IPNL à Lyon, la figure ?? est le résultat typique d'une série de 10 acquisitions successives. Nous avons ici conservé le plan ($z = 0, \nabla z = 0$) tangent au centre de la surface.

5.6 Mesure "absolue" de la dérivée première

La méthode présentée précédemment, bien que permettant d'obtenir la sensibilité requise, a un inconvénient majeur qui est l'impossibilité d'évaluer la courbure sans l'aide d'une surface de référence de courbure connue. Ceci est dû à la méthode de mesure dans laquelle le faisceau de mesure suit le faisceau de contrôle et oblige à réaliser une mesure différentielle locale. Plutôt que de comparer la pente locale en un point à la pente locale en un point voisin, on peut essayer d'utiliser une information sur l'orientation globale de l'échantillon. Nous avons réalisé un second banc dans lequel un seul faisceau vient balayer la surface de l'échantillon, ce qui nous permet d'avoir accès directement à la dérivée première du profil. La présence du faisceau de contrôle est cependant toujours nécessaire.

5.6.1 Présentation du montage

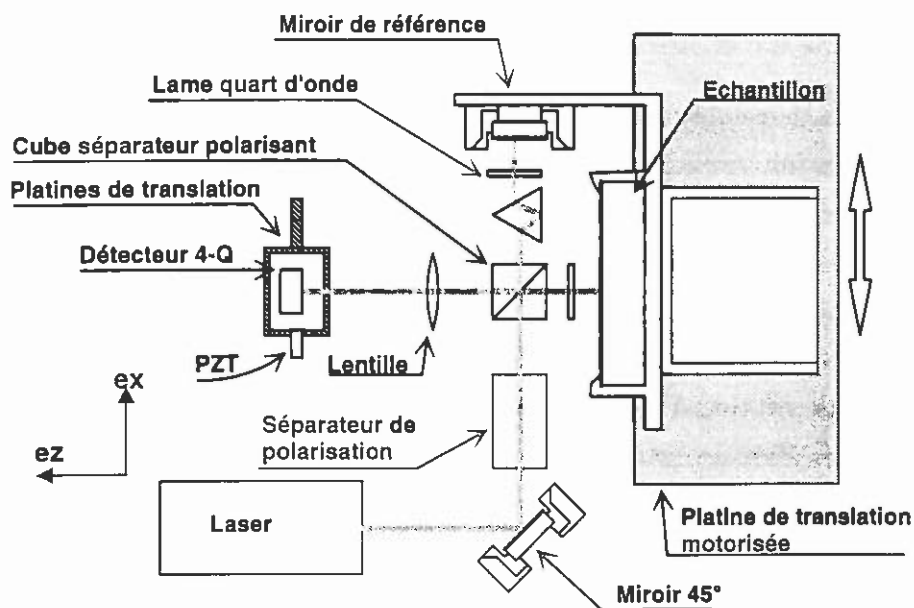


Figure 19 Schéma du banc de mesure absolue de la dérivée première d'une surface. Les deux faisceaux sont séparés dans un plan perpendiculaire à la figure.

Le faisceau issu d'un laser Nd-YAG TEM₀₀ continu de 16 mW est séparé dans le plan XY en deux composantes polarisées orthogonalement, à l'aide d'un prisme en calcite. Un cube séparateur de polarisation sépare alors ces faisceaux dans le plan XZ . Le faisceau de contrôle traverse le cube tandis que le faisceau de mesure est réfléchi et vient frapper l'échantillon. Les deux faisceaux sont alors réfléchis normalement par le miroir de contrôle et par l'échantillon et repartent dans le cube. La présence des deux lames quart d'onde permet de faire basculer les polarisations des deux faisceaux lors du retour dans le cube. Ainsi le faisceau de contrôle est cette fois-ci réfléchi tandis que le faisceau de mesure n'est pas dévié. Les deux faisceaux sont alors dirigés sur un détecteur à quatre quadrants *via* une lentille plan-convexe de distance focale $f = 20$ cm. L'échantillon et le miroir de référence sont solidaires du même support et se déplacent suivant l'axe \hat{e}_x grâce à une platine de translation motorisée. La figure 20 présente le parcours des deux faisceaux. Le prisme en calcite n'est théoriquement pas utile, mais sa présence permet de séparer largement les deux composantes polarisées orthogonalement et élimine d'éventuels effets d'interférences dues à une séparation incomplète des polarisations par le cube. La position des deux spots sur le détecteur est identique à celle présentée précédemment et schématisée sur la figure 12. La séparation angulaire des faisceaux, nécessaire à la séparation des spots sur le détecteur, est réalisée par une rotation du cube séparateur autour de l'axe \hat{e}_x . Les faisceaux sont distants de 3 mm.

Nécessité du prisme sur le chemin du faisceau de contrôle

Une différence majeure apparaît entre ce montage et celui présenté dans la première partie : une rotation globale du support des miroirs entraîne des changements de direction des deux faisceaux de signes opposés, cet effet étant dû aux deux réflexions dans le cube qui ont lieu avant la mesure pour le faisceau de mesure, mais après pour le faisceau de contrôle. Par contre, la turbulence atmosphérique avant le cube ou entre la lentille et le détecteur affecte les deux faisceaux de la même manière. Pour modifier le sens de rotation d'un des faisceaux, il est nécessaire d'ajouter sur son trajet l'équivalent d'une réflexion entre le cube et le miroir correspondant. L'utilisation d'un prisme en réflexion interne totale sur le trajet du faisceau de référence, entre le cube et le miroir de contrôle, permet de résoudre le problème. En effet, comme le suggère la figure 21, la déviation \mathcal{D} induite par un prisme équilatéral utilisé en réflexion totale est égale à moins deux fois l'angle entre la direction du faisceau incident et la base du prisme ; si le miroir de contrôle tourne d'un angle θ , alors le faisceau de référence tournera d'un angle -2θ au lieu de $+2\theta$ en absence de prisme. Par

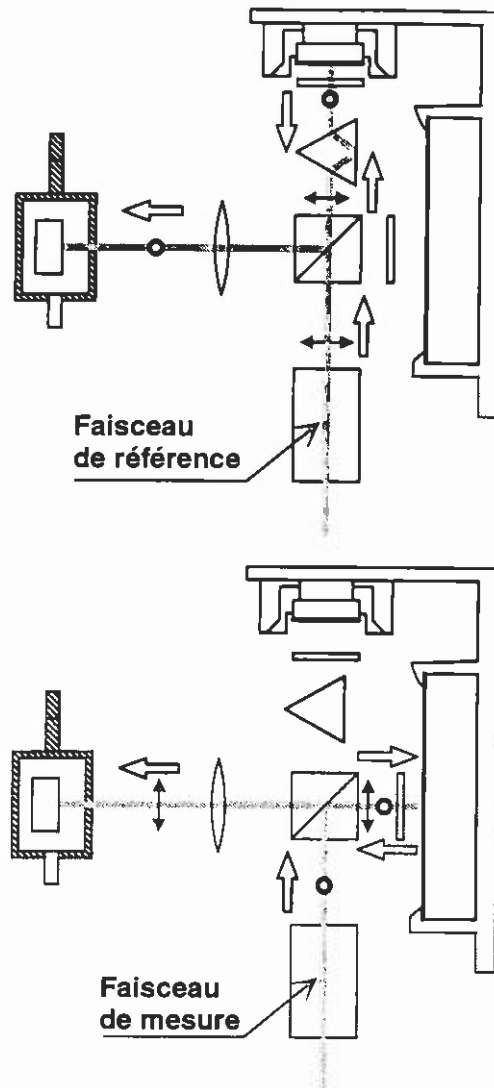


Figure 20 Trajectoire et polarisation du faisceau de contrôle et du faisceau de mesure.

contre si la déviation intervient avant le prisme, celui-ci ne jouera aucun rôle. De cette manière, les fluctuations de pointé des faisceaux avant l'entrée dans le cube et après la lentille, ainsi que les rotations du système de déplacement, entraînent des déplacements identiques des deux faisceaux sur le détecteur.

Asservissement des détecteurs

Des fluctuations de la direction du faisceau à la sortie du laser et la turbulence atmosphérique dans les deux régions où les faisceaux sont parallèles, entraînent des fluctuations de pointé plus ou moins corrélées (suivant l'écart entre les deux faisceaux), même lorsque l'échantillon n'est pas en déplacement. Les signaux induits par

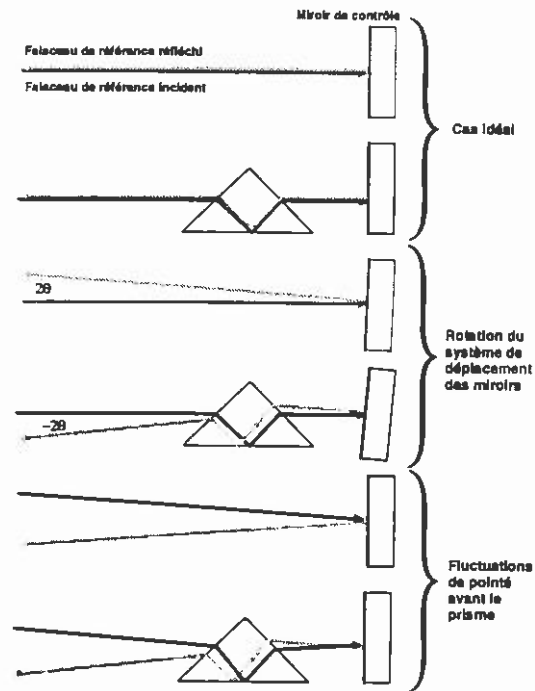


Figure 21 Influence d'un prisme équilatéral utilisé en réflexion interne totale, sur la déviation du faisceau de contrôle.

ce phénomène sont atténués par un asservissement du détecteur suivant l'axe \hat{e}_x par une céramique piézo-électrique. Le signal d'asservissement provient du faisceau de référence.

Lors du déplacement, d'un point de mesure à l'autre, le support des miroirs change d'orientation. Cet effet peut également être annulé par le système d'asservissement grâce à la présence du prisme.

5.6.2 Procédure de réglage

Le réglages des deux faisceaux peuvent ici être réalisés successivement de manière indépendante.

Réglage du faisceau de contrôle

Le premier réglage est celui du faisceau de contrôle. Celui-ci est rendu parallèle à l'axe de translation de la platine motorisée supportant l'échantillon par la rotation du miroir de renvoi à 45° . Ensuite le miroir de contrôle est orienté perpendiculairement au faisceau de contrôle grâce au faisceau réfléchi vers le laser. Une fois miroir et faisceau de contrôle réglés, le prisme est mis en place ainsi que le détecteur ; le détecteur est placé de telle manière à annuler le signal de référence.

Réglage du faisceau de mesure

La position du faisceau de référence sur le détecteur est ajustée par des rotations du cube séparateur autour des axes e_x pour donner une séparation angulaire avec le faisceau de contrôle, et e_y pour centrer le spot sur le détecteur. Le réglage du faisceau de mesure n'altère pas celui du faisceau de contrôle.

5.6.3 Méthode de mesure

Le déplacement du faisceau de mesure sur le détecteur est proportionnel à la pente locale de la surface de l'échantillon. Le déplacement du faisceau de contrôle est lui proportionnel à la rotation globale du système miroir de contrôle–support–échantillon. Lors du balayage de l'échantillon le miroir de contrôle se déplace suivant l'axe défini par le faisceau de contrôle et sa surface n'est pas balayée, la mesure ne dépend donc pas de l'état de surface du miroir de référence. Le signal S_m issu du détecteur qui reçoit le faisceau de mesure est proportionnel à la différence entre la pente locale au point de mesure r_m et l'orientation moyenne \mathcal{P} de l'échantillon par rapport à la direction définie par le faisceau de contrôle. Le signal S_r engendré par le faisceau de contrôle n'est proportionnel qu'à \mathcal{P} :

$$\begin{cases} S_m(r_m) = 2K_m f \left(\left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{r=r_m} + \mathcal{P}(r_m) + \varepsilon'(t) \right) \\ S_r(r_m) = 2K_r f (\mathcal{P}(r_m) + \varepsilon''(t)) \end{cases} \quad (5.35)$$

$\varepsilon'(t)$ et $\varepsilon''(t)$ représentent les signaux induits par les fluctuations de pointé et K_m et K_r sont les coefficients d'étalonnage mesurés en volts par radian. De ces deux mesures, réalisées aux points $r_m = m \delta r$, on peut facilement tirer

$$\left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{r=r_m} = \frac{1}{2f} \left(\frac{S_m(r_m)}{K_m} - \frac{S_r(r_m)}{K_r} \right) + \varepsilon'(t) - \varepsilon''(t) \quad (5.36)$$

La présence du système d'asservissement, en annulant le signal S_r , permet d'éviter l'étalonnage du détecteur de référence et seule l'évaluation la quantité K_m est nécessaire. On obtient alors dans ce cas

$$\left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{r=r_m} = \frac{1}{2f} \frac{S_m(r_m)}{K_m} + \varepsilon'(t) - \varepsilon''(t) \quad (5.37)$$

Contributions des termes $\varepsilon'(t)$ et $\varepsilon''(t)$.

Comme dans la mesure de dérivée seconde, la contribution des fluctuations de signal doit être inférieure à la sensibilité requise. Pour déterminer celle-là on se place encore

une fois dans le cas le plus défavorable qui est celui pour lequel la mesure du gradient est entachée d'une erreur systématique δp . Cette erreur doit donc être inférieure à la sensibilité requise sur la mesure de $z(x)$ divisée par le diamètre du miroir

$$\delta p_{max} < \frac{10 \times 10^{-9}}{12 \times 10^{-2}} \approx 100 \text{ nrad} \quad (5.38)$$

Cette dernière valeur est accessible si le parcours des faisceaux dans l'air n'excède pas une quinzaine de centimètres. On doit remarquer que la sensibilité requise δp_{max} est indépendante du pas d'échantillonnage et est inversement proportionnelle au diamètre de l'échantillon, contrairement à la mesure de la dérivée seconde pour laquelle la sensibilité est inversement proportionnelle à la surface.

Domaine de fréquences spatiales accessibles

La forme de la fonction de transfert est déterminée par le diamètre du faisceau de mesure sur le miroir échantillon et par le choix du pas d'échantillonnage δr . Le signal en absence de bruit et avec le système d'asservissement ($S_r = 0$) est donné par

$$S_m(r_m) = 2K_m f \left(\left. \frac{\partial z(r)}{\partial r} \right|_{r=r_m} * \sqrt{\frac{2}{\pi w_0^2}} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} \right) \times \Pi_{\delta r} \quad (5.39)$$

On a tenu compte du diamètre du faisceau ainsi que de l'échantillonnage. Dans l'espace des fréquences on a donc

$$\widetilde{S}(\nu) = 2K_m f \left((2i\pi\nu z(\nu)) e^{-\frac{\pi^2\nu^2 w_0^2}{2}} \right) * \Pi_{\delta r^{-1}} \quad (5.40)$$

Un motif élémentaire de la fonction de transfert s'écrit :

$$\frac{\widetilde{S}(\nu)}{z(\nu)} = 4i\pi\nu K_m f e^{-\frac{\pi^2\nu^2 w_0^2}{2}} \quad (5.41)$$

Les figures 22 et 23 montrent l'allure de cette fonction en fonction de la fréquence ou de la période spatiale pour $w_0 = 250 \mu\text{m}$. Le pas d'échantillonnage pouvant être choisi arbitrairement petit, on peut s'arranger pour éviter le repliement des hautes fréquences en faisant en sorte que l'exponentielle rende négligeable la fonction de transfert en $\nu = 1/(2\delta r)$ soit

$$\delta r < \frac{\pi w_0}{2\sqrt{2}} \quad (5.42)$$

En pratique on prendra $\delta r = w_0$, w_0 étant le rayon à e^{-2} du faisceau. Le domaine de fréquence accessible est alors compris dans l'intervalle $]1/(2D), 1/(2w_0)[$. Comme on peut le voir sur la figure 23, cette méthode de mesure, avec un faisceau de diamètre adapté, permet de favoriser l'observation des défauts dans la plage de périodes spatiales $[500 \mu\text{m} \rightarrow 4 \text{mm}]$, qui est justement le domaine difficilement accessible aux interféromètres comme aux diffusimètres.

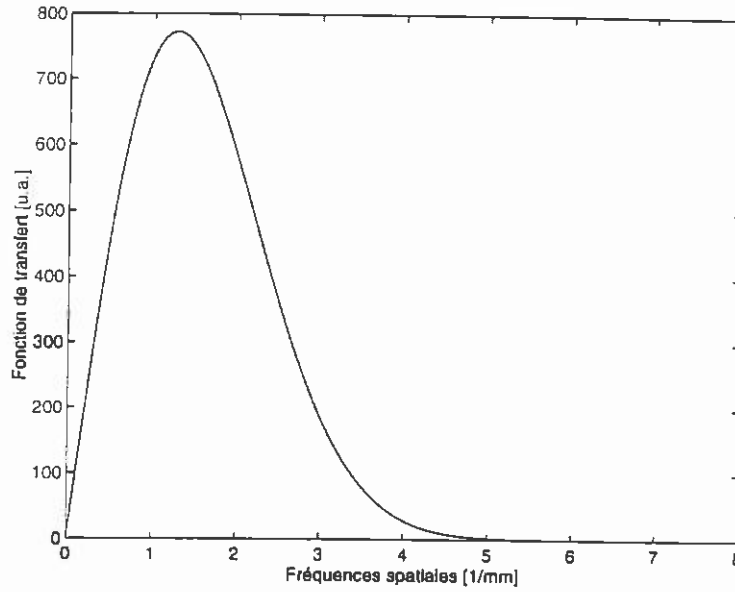


Figure 22 Allure de la fonction de transfert du banc de mesure en fonction de la fréquence spatiale des défauts, $w_0 = 250 \mu\text{m}$

Reconstruction du profil

La dérivée à l'origine (au centre du miroir) doit être nulle pour pouvoir reconstruire une surface complète, on soustrait donc la valeur de cette dérivée

$$\left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{r=0} = \frac{1}{2f} \left(\frac{S_m(0)}{K_m} - \frac{S_r(0)}{K_r} \right) \quad (5.43)$$

à tous les points. L'altitude sur un diamètre aux points $r_m = m\delta r$ est évaluée simplement à partir des valeurs modifiées de S_r et S_m par intégration

$$z(r_m) = z(r_m - \delta r) + \frac{\delta r}{2} \left(\left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{r_m} + \left. \frac{\partial z}{\partial r} \right|_{r_m - \delta r} \right) \quad (5.44)$$

soit

$$z(m\delta r) = \frac{\delta r}{4f} \sum_{n=0}^m \left\{ \frac{S_m((n+1)\delta r) + S_m(n\delta r)}{K_m} - \frac{S_r((n+1)\delta r) + S_r(n\delta r)}{K_r} - 2 \left(\frac{S_m(0)}{K_m} - \frac{S_r(0)}{K_r} \right) \right\} \quad (5.45)$$

ou, si on asservit les détecteurs

$$z(m\delta r) = \frac{\delta r}{4f} \sum_{n=0}^m \left\{ \frac{S_m((n+1)\delta r) + S_m(n\delta r)}{K_m} - 2 \frac{S_m(0)}{K_m} \right\} \quad (5.46)$$

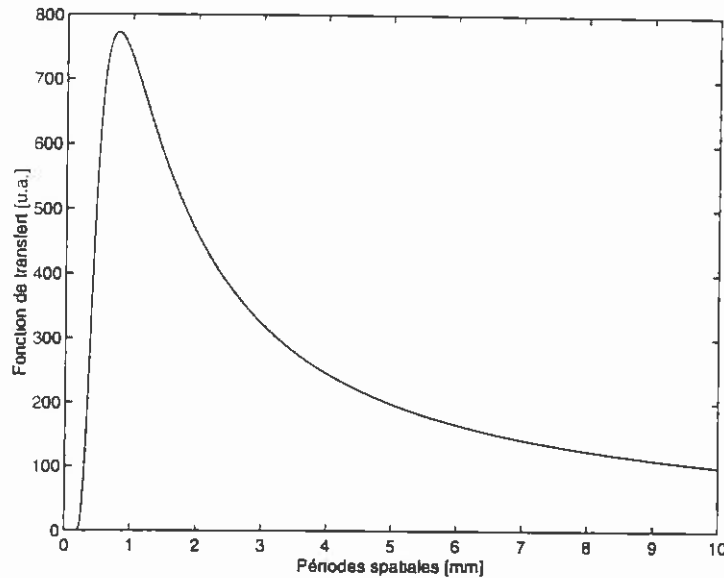


Figure 23 Allure de la fonction de transfert en fonction de la période spatiale des défauts, $w_0 = 250 \mu\text{m}$.

avec $z(0) = 0$ On peut également utiliser la fonction de transfert de l'équation (5.41) pour déterminer z :

$$z(r) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\overline{S}(\nu)}{4\pi\nu K_m f e^{-\frac{\pi^2 \nu^2 w_0^2}{2}}} \right\} \quad (5.47)$$

Une fois le profil de chaque rayon ou diamètre effectué, le basculement et le piston sont éliminés par la méthode décrite précédemment.

5.6.4 Reconstruction d'une carte complète

Les problèmes liés à la rotation de l'échantillon ont été évoqués dans la première partie de ce chapitre, ils ne sont pas critiques lors d'une mesure de dérivée seconde car ils affectent les deux faisceaux de la même manière et peuvent être éliminés par un asservissement en translation des détecteurs. En revanche, lors d'une mesure de dérivée première, si le plan moyen du miroir n'est pas perpendiculaire à l'axe de rotation de la platine, seul le faisceau de mesure est affecté. Si l'angle entre la normale moyenne à l'échantillon et l'axe de rotation est θ alors le spot du faisceau de référence décrit sur le détecteur un cercle de rayon R avec $R = 2\theta f$ et peut sortir du domaine linéaire. Deux méthodes sont utilisées pour résoudre ce problème : la première consiste à tourner et décaler le détecteur au début du balayage de chaque diamètre à l'aide d'une rotation et d'une translation motorisée. De cette manière on

annule en ce point les deux signaux mais la rotation modifie l'étalonnage K_m et K_r de chacun des demi-détecteurs. Si d est la distance entre les deux spots, la rotation maximum nécessaire du détecteur est

$$\phi = \frac{1}{2} \frac{R}{d} = \frac{\theta f}{d} \quad (5.48)$$

ce qui modifie K_m et K_r comme

$$K_{m(r)} \rightarrow K_{m(r)} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\theta f}{d} \right)^2 \right) \quad (5.49)$$

Un angle θ de 2 mrad entraîne une diminution maximum des coefficients de calibration de 1 %. La seconde méthode consiste à régler au mieux avant la mesure la position de l'échantillon sur son support à l'aide d'une lunette autocollimatrice (en pratique on coupe le faisceau de contrôle et on utilise les quatre quadrants du détecteur pour visualiser la direction du faisceau de mesure.

5.6.5 Performances

Sensibilité

Pour évaluer la sensibilité nous effectuons des séries de mesures sans déplacer l'échantillon. De cette manière les écarts de la surface mesurée à un plan idéal (ou du profil mesuré à une droite idéale), donnent la sensibilité à signal nul. Comme nous devons effectuer des mesures non statistiques, nous devons nous placer dans le cas le plus défavorable. Nous effectuons donc 6 mesures successives d'un même rayon et pour chaque valeur de r nous prenons comme valeur de la sensibilité \mathcal{S}

$$\mathcal{S}(r) = \max(z(r)) - \min(z(r)) \quad (5.50)$$

La figure 24 est un exemple d'une telle série d'acquisitions qui montre une sensibilité crête à crête d'une dizaine de nanomètres pour une longueur de balayage de 4 cm. La figure 25 est un enregistrement de $\mathcal{S}(r)$ correspondant à une autre série de mesures réalisées dans de moins bonnes conditions. Cette seconde figure est intéressante car elle montre qu'il suffit d'un point aberrant dans la série de mesures pour fausser toute la reconstruction. Celle-ci est réalisée de proche en proche par intégration, et comme nous devons donner des valeurs crête à crête, il ne nous est pas possible (sauf dans des cas flagrants) de traiter ces points aberrants comme des erreurs de mesure. L'erreur dans cette série particulière de mesures était due à une mauvaise transmission du bus IEEE qui liait nos différents instruments dans une version ancienne du banc.

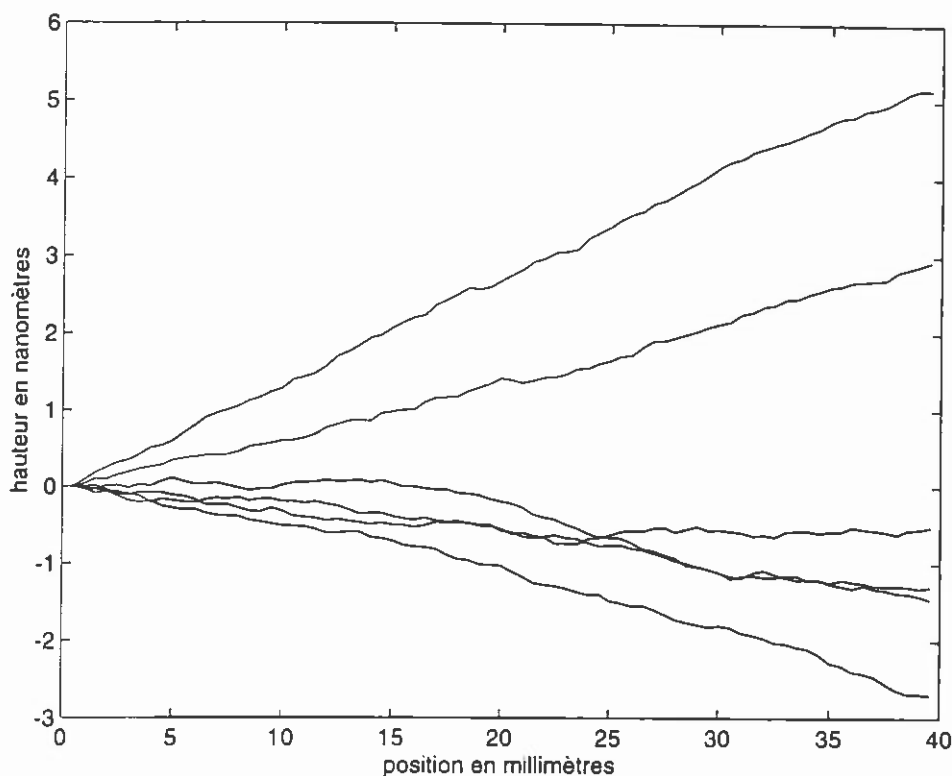


Figure 24 Six "profils" successifs mesurés sans déplacer l'échantillon

Précision

La précision, dans le cas d'une mesure absolue, est limitée par l'étalonnage du système de détection et par la qualité de la compensation des dérives et autres instabilités. D'une série d'acquisitions à l'autre la procédure d'étalonnage qui nous donne la valeur de K_m (et K_r si on n'utilise pas d'asservissement) est entachée d'une incertitude de 0,5 à 1 pour cent, aisément vérifiable en effectuant des séries d'étalonnages successifs durant plusieurs heures. Mais, cette incertitude étant relative, elle n'est pas trop gênante car on peut espérer ne pas avoir à mesurer de profils plus mauvais que $\lambda/10$, courbure exclue. Par contre, la contribution des signaux résiduels, induits par les imperfections de la mécanique de déplacement, si elle n'est pas parfaitement corrigée par le signal de contrôle, donne un signal supplémentaire δS totalement indépendant de la topographie de l'échantillon. Ce signal est lié à l'incertitude δK_m sur l'évaluation de K_m et à l'amplitude $\Delta\theta_{platine}$ de pivotement de la platine par la formule

$$\delta S = \delta K_m \times \Delta\theta_{platine} \quad (5.51)$$

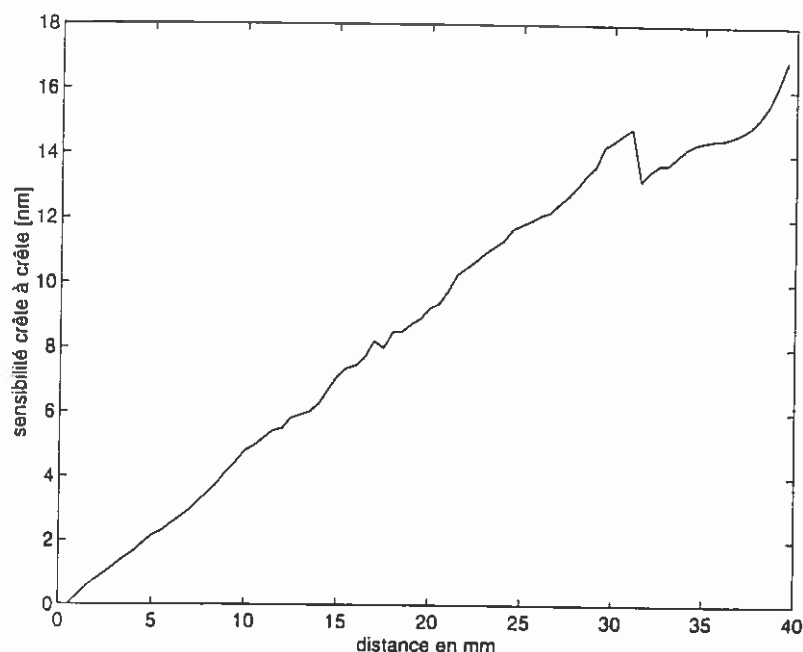


Figure 25 Sensibilité crête à crête à signal nul en fonction de la distance au centre du miroir.

Cette source d'imprécision est donc beaucoup plus critique que la première et ne peut être corrigée que par un bon étalonnage et un système d'asservissement exempt de pivotement. L'amplitude $\Delta\theta_{platine}$ est donnée par le signal de contrôle en absence d'asservissement. sa valeur est de l'ordre de $20 \mu\text{rad}$, la précision sur la mesure de la dérivée première du profil est donc comprise entre 100 et 200 nrad.

Répétabilité

La répétabilité est évaluée de la même manière que la sensibilité mais en déplaçant l'échantillon et en effectuant de vraies mesures de profils. La courbe 26 a été réalisée à partir de l'enregistrement de cinq profils. Elle démontre, par comparaison avec la mesure de sensibilité, que la répétabilité est peu altérée par le système de déplacement. Sa valeur est ici d'une vingtaine de nanomètres crête à crête sur une distance de quatre centimètres. Cette répétabilité est insuffisante pour *Virgo*, aussi, entre l'acquisition des gradients et la reconstruction, nous avons du ajouter une procédure de recherche des points aberrants, de cette manière, comme nous le verrons dans l'exemple suivant (figure 30), les défauts de répétabilité passe en dessous de 10 nanomètres crête à crête.

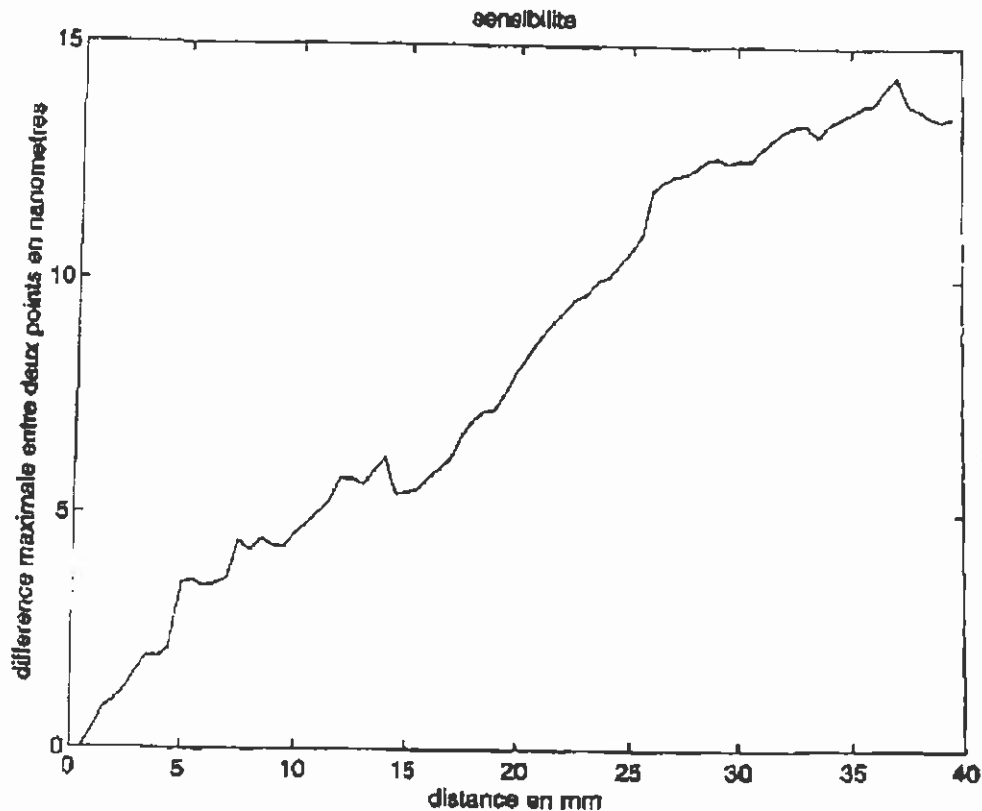


Figure 26 Répétabilité crête à crête en fonction de la distance au centre du miroir.

5.6.6 Résultats

Nous avons testé avec ce banc des miroirs de qualité standard ($\lambda/10$, $\lambda/20$). Nous n'avons réalisé que des mesures de profil et pas de cartographies complètes. L'exemple suivant est une série de dix acquisitions successives réalisées sur un miroir $\lambda/10$ de cinq centimètres de diamètre. La figure 27 montre le gradient du profil avant correction. Les creux importants présents sur ces courbes sont dus aux défauts du système de translation motorisée. La figure 28 montre le résultat de la correction par le signal de contrôle. Le signal est beaucoup plus 'lisse' et nous avons enlevé trois points aberrants sur ces dix courbes. La figure 29 montre la reconstruction du profil par intégration. Pour pouvoir calculer la répétabilité de cette série de mesures nous nous sommes placés dans le cas le plus défavorable en prenant le plan $z = 0$ tangent au premier point du profil. Enfin la dernière courbe 30 est la mesure de la répétabilité, qui est de 8 nanomètres crête à crête sur quatre centimètres.

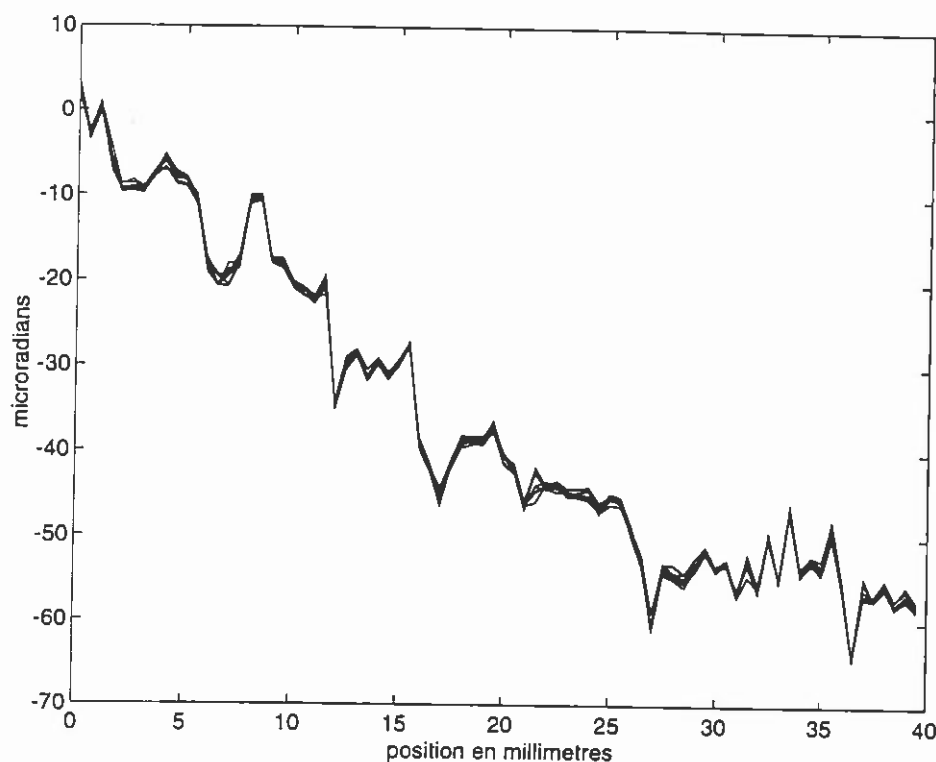


Figure 27 Gradients de 10 profils successifs avant correction par le signal de contrôle .

5.7 Conclusion

Pour cartographier la surface de miroirs avec une bonne résolution à des échelles latérales de l'ordre du millimètre, nous avons mis au point un procédé de mesure basé sur une mesure différentielle locale de pente. Des deux bancs qui ont été mis en place, celui qui donne accès directement à la dérivée première du profil grâce à un contrôle global des déplacements est le plus satisfaisant car il permet une reconstruction complète de la surface étudiée. La précision de ces appareils est limitée par la qualité du système de déplacement de l'échantillon et par l'étalonnage. La sensibilité du prototype monté sur un banc d'optique est presque suffisante pour tester les composants de *Virgo*, la réalisation de l'instrument définitif avec des matériaux mieux adaptés (invar) et une disposition plus compacte des différents éléments doit permettre d'atteindre la sensibilité requise. L'étude de son implantation à l'intérieur de la chambre de dépôt sera menée lorsque celle-ci aura été complètement définie (position des sources, place disponible, mouvement des miroirs...).

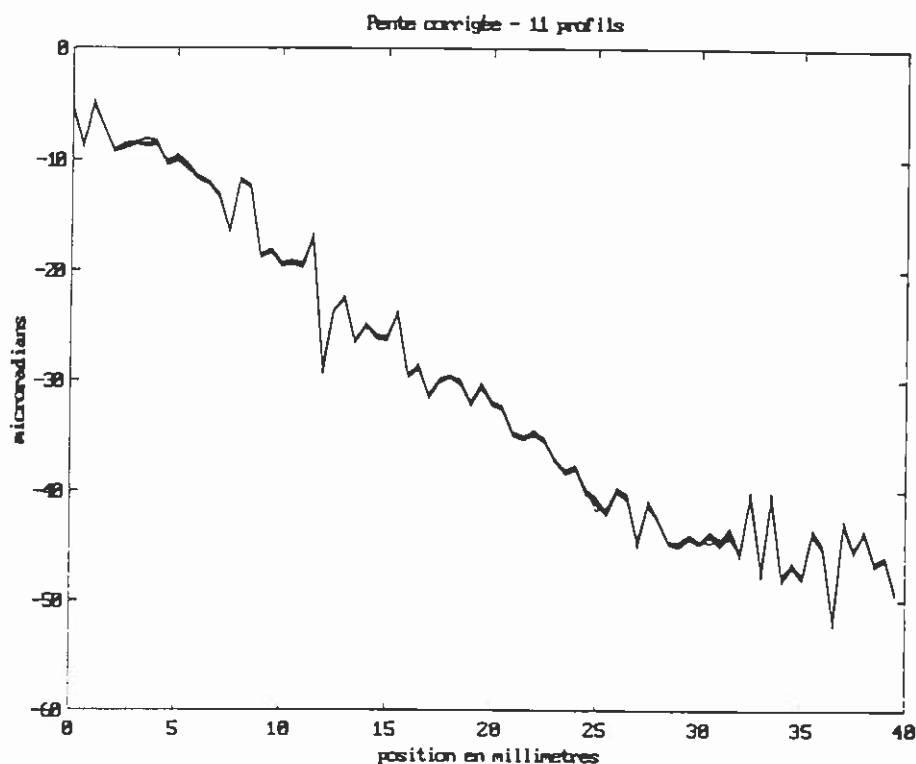


Figure 28 Gradients de dix profils après correction par le signal de contrôle.

5.8 Références bibliographiques

1. Ph. Gleyzes, thèse "Contribution à l'amélioration de la résolution en microscopie optique : profilométrie différentielle picométrique et imagerie en champ proche." Université Paris XI, (1993).
2. D. Malacara, *Optical Shop Testing*, 2nd ed., Wiley Series in Pure and Applied Optics, (1992).
3. Grigor'ev, Y. O. Zaborov. P. P. Ivanov, "Use of a Liquid Mirror for the Calibration of an Interferometer." *Sov. J. Opt. Technol.* **53**, 613 (1986).
4. *Selected Papers on Optical Shop Metrology*, D. Malacara Editor. SPIE Milestones

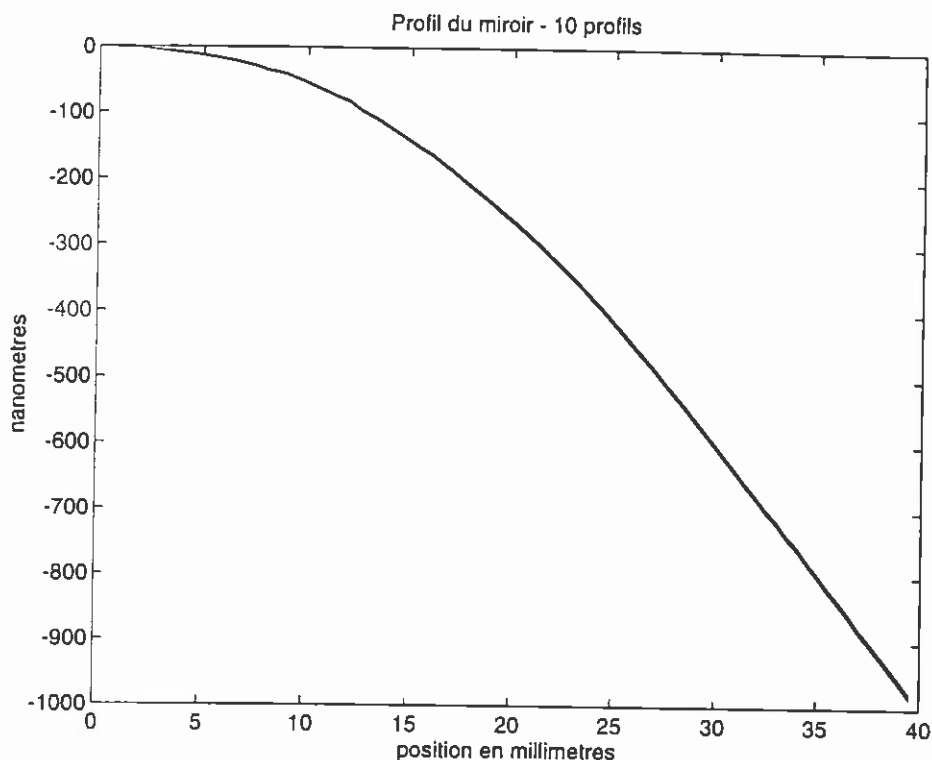


Figure 29 Profil reconstruit par intégration avec les conditions $z = 0$, $dz/dr = 0$ au premier point.

Series Vol. MS 18, Washington (1990).

5. C. F. Bruce et F. P. Sharples, "Relative Flatness Measurement of Uncoated Optical Flats," *Appl. Opt.* **14**, 3082-3085 (1975).
6. G. Schulz et J. Schwider, "Interferometric Testing of Smooth Surfaces," *Progress in Optics XIII*, E. Wolf editor, North-Holland (1976).
7. R. H. Hudgin, "Wave-front Reconstruction for Compensated Imaging," *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 375-378 (1977).
8. R. H. Hudgin, "Optimal Wave-front Estimation," *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 378-381 (1977).
9. R. H. Hudgin, "Wave-front Compensation Error Due to Finite Corrector-element Size," *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 393-396 (1977).
10. J. Schwider, "Advanced Evaluation Techniques in interferometry," *Progress in Optics XXVIII*, E. Wolf editor, Elsevier Science Publishers (1990).
11. W. H. Southwell, "Wave-front Analyser Using a Maximum Likelihood Algorithm," *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 396-399 (1977).

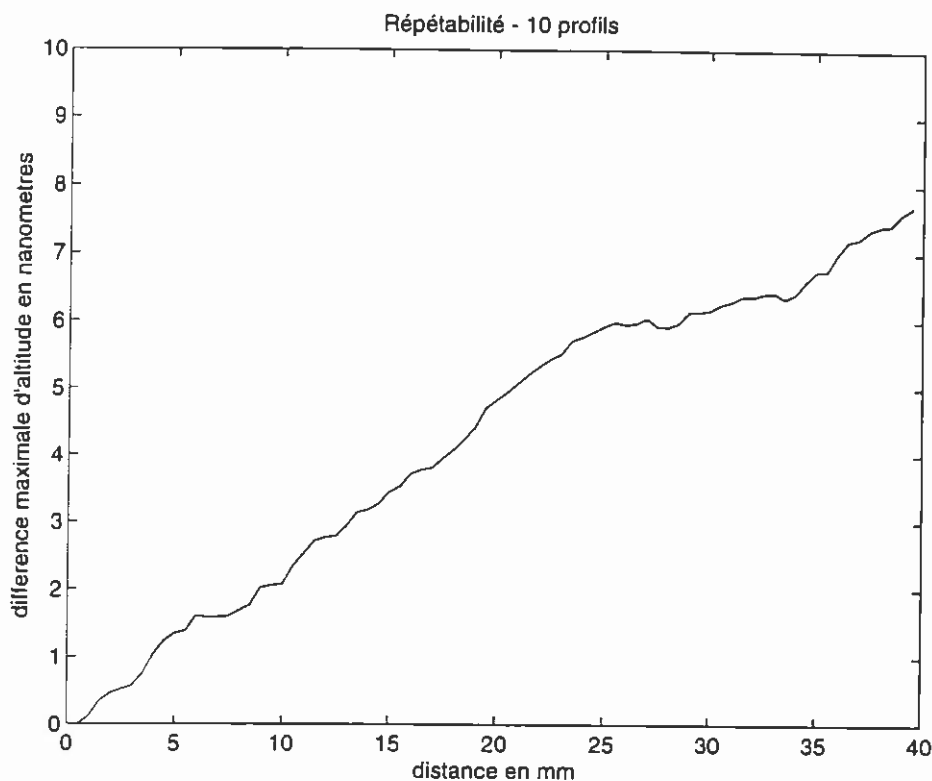


Figure 30 Evaluation de la répétabilité crête à crête de la série de dix mesures en fonction de la distance au premier point du profil.

12. J. W. Hardy, J. E. Lefebvre et C. L. Koliopoulos, "Real-time Atmospheric Compensation," *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 360-369 (1977).
13. R. J. Cook, "Beam Wander in a Turbulent Medium : An Application of Ehrenfest's Theorem," *J. Opt. Soc. Am.* **65**, 942-948 (1975).
14. B. S. Fritz, "Absolute Calibration of an Optical Flat," *Opt. Eng.* **23**, 379-383 (1984).
15. G. Schulz, "Absolute Flatness Testing by an Extended Rotation Method Using Two Angles of Rotation," *Appl. Opt.* **32**, 1055-1059 (1993).
16. M. P. Rimmer, C. M. King et D. G. Fox, "Computer Program for the Analysis of Interferometric Test Data," *Appl. Opt.* **11**, 2790-2796 (1972).
17. G. Schulz et J. Grzanna, "Absolute Flatness Testing by the Rotation Method with Optimal Measuring-error Compensation," *Appl. Opt.* **31**, 3767-3780 (1992).
18. G. Schulz, J. Schwider, C. Hiller et B. Kicker, "Establishing an Optical Flatness Standard," *Appl. Opt.* **10**, 929-934 (1971).
19. R. Cubalchini, "Modal Wave-Front Estimation from Phase Derivative Measurements," *J. Opt. Soc. Am.* **69**, 972-977 (1979).

20. J. P. Marioge, B. Bonino, et M. Mullet, "Standard of Flatness : Its Application to Fabry-Perot Interferometers," *Appl. Opt.* **14**, 283-2285 (1975).
21. H. H. Bauer, E. Nüssler, "Low-Loss Mirrors at 514 nm for Large Interferometer Optics," *Optical Interference Coatings SPIE Proc.* **2253**, 577-582 (1994).

Chapitre 6

CONCLUSION ET TRAVAUX FUTURS

Depuis 1992, j'ai mis au point au laboratoire d'Optique de l'ESPCI des instruments de métrologie capables de caractériser des composants optiques qui sont utilisés dans l'expérience *Virgo*. Les efforts ont porté essentiellement sur la caractérisation des revêtements multicouches réfléchissants ; les caractéristiques étudiées sont : l'absorption des revêtements, l'homogénéité de cette absorption, la réflectivité moyenne, les variations locales de réflectivité, la topographie.

La mesure de l'absorption d'énergie dans les revêtements multicouches de miroirs hautement réfléchissants par une méthode de déviation mirage permet, grâce à une sensibilité meilleure que 10^{-8} , d'étudier l'homogénéité de miroirs dont l'absorption est inférieure au ppm. Cette sensibilité est obtenue grâce à l'utilisation d'une source impulsionnelle travaillant à une fréquence élevée (2 kHz), ce qui permet de favoriser la contribution du revêtement, dont les propriétés thermiques sont bien plus intéressantes ($\partial n/\partial T$ plus élevé et conductivité plus faible) que celles du substrat ou de l'air.

La mesure de temps du vol de la lumière dans une cavité Fabry-Perot nous donne une information précise sur la réflectivité de miroirs de coefficients de réflexion supérieur à 99,99 %. La méthode originale que nous utilisons nous permet d'éviter de travailler à la résonance et rend la mesure aisée même avec des finesses très élevées. Actuellement la précision de cette mesure est limitée par la contamination des échantillons lors des manipulations. Nous avons développé en parallèle un banc de mesure d'homogénéité, basé sur la mesure différentielle du coefficient de réflexion de deux échantillons de coefficients de réflexion voisins. Ce banc complète le premier test et nous donne accès à une cartographie des propriétés réfléchrices de composants quelconques.

Enfin, des méthodes de mesure absolue de planéité basées sur une mesure différentielle de pente selon j des diamètres, nous permettent d'obtenir une précision aussi bonne que celle des interféromètres classiques (Fizeau) pour les basses fréquences

spatiales, et meilleure à haute fréquence.

Les informations apportées par ces bancs de test, ajoutées à celles mesurées par le groupe *Virgo* de Lyon (ellipsométrie, mesure de diffusion résolue en angle, interférométrie) permettent de donner une vision presque complète des propriétés optiques des composants.

Le développement de la métrologie de *Virgo* n'est cependant pas le seul axe de recherche auquel j'ai participé ; la simulation numérique de l'interféromètre et l'évaluation des conséquences de la présence de défauts sur les optiques, commencée depuis 1995 pour *Virgo '97*, est un travail qui devra se poursuivre durant plusieurs années. Ces simulations amèneront sûrement des informations supplémentaires sur les caractéristiques requises et leurs tolérances, en particulier sur les propriétés des substrats et des traitements anti-reflet, et demanderont le développement de nouveaux bancs de test.

Il est peu probable que durant les cinquante prochaines années, une méthode non basée sur l'interférométrie optique soit développée pour la détection des ondes gravitationnelles, aussi les efforts pour des composants toujours plus performants devront être menés en permanence afin que de nouvelles générations d'antennes puissent voir le jour. Le travail de recherche et développement des outils de métrologie nécessaires à *Virgo* devra donc se poursuivre après la construction de *Virgo '99*.