

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
جامعة الحاج لخضر باتنة 1
UNIVERSITE AL HADJ LAKHDAR BATNA1
كلية علوم المادة
Faculté des Sciences de la Nature et de la Vie

THÈSE Présentée
Par BENNOUI Fatiha
Pour L'obtention Du Diplôme De
Doctorat en Sciences
Spécialité : Astrophysique

THÈME

*Caractérisation de la Turbulence Atmosphérique pour
les Observations à haute Résolution angulaire en
Astronomie*

Devant le Jury

Delenda Yazid	Professeur	Université de Batna-1	Président
Sid Abdelaziz	Professeur	Université de Batna-1	Rapporteur
Smadi Moussa	M.C.A	Université de Batna-1	Examineur
Bouhdjer Lazhar	Professeur	Université de Bouira	Examineur
Boukhenfouf Wassila	Professeur	Université Sétif 1	Examineur
Belghit Slimen	M. C. A	Université de Bouira	Examineur
Azoui Hanane	M.C.B	Université de Batna-1	Invitée

Année université 2024-2025

Remerciements

Je tiens, avant toute chose, à exprimer ma profonde gratitude à mes parents, Mostafa et Fatima, pour leur soutien indéfectible, leurs encouragements constants et leur amour qui ont constitué le socle de mon parcours académique.

J'adresse également mes remerciements les plus sincères à mon époux, Noureddine, pour sa compréhension, son appui et sa patience, ainsi qu'à mes enfants, Aya, Farah et Ahmed, dont l'amour, la tendresse et le soutien moral m'ont été une source inépuisable de motivation tout au long de ce travail. Ma reconnaissance va aussi à l'ensemble de ma famille, frères et sœurs, pour leur affection, leur accompagnement et leur présence bienveillante à chaque étape de mon cheminement.

Je souhaite exprimer ma gratitude profonde à mon directeur de thèse, le Pr. Sid Abdelaziz, pour la qualité de son encadrement, sa disponibilité, ses conseils avisés et la pertinence de ses orientations scientifiques.

J'adresse également mes vifs remerciements aux membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'évaluer ce travail : Pr. Delenda Yazid, Président du jury, Pr. Boukhenfouf Wassila, Examineur, Pr. Bouhdjer Lazhar, Examineur, M.C.A. Smadi Moussa, Examineur, M.C.A. Belghit Slimen, M.C.B. Azoui Hanane, Invitée, leur implication, leurs remarques constructives et leurs précieuses suggestions ont largement contribué à l'enrichissement scientifique de ce manuscrit.

Enfin, je tiens à adresser un remerciement tout particulier au Pr. Bahloul Derradji, pour son accompagnement académique remarquable et la contribution majeure qu'il a apportée à l'avancement de mes recherches.

Table des matières

Introduction	1
--------------------	---

CHAPITRE 1

FONDEMENTS DE L'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE

1.1 L'optique atmosphérique.....	4
1.2. L'atmosphère.....	4
1.3. La turbulence atmosphérique	5
1.4. Les modèles de la turbulence	10
1.4.1 Le modèle de Kolmogorov	10
1.4.2 Le modèle de Von Kármán.....	10
1.4.3 Le modèle de Greenwood-Tarazano.....	11
1.4.4 Le modèle exponentiel.....	11
1.5 Propagation dans l'atmosphère	11
1.6 Paramètres caractérisant la turbulence optique	15
1.6.1. La fluctuation de l'indice de réfraction est caractérisée par la constante de structure C_n^2	16
1.6.2. Le paramètre de Fried r_0	18
1.6.3. L'angle d'isoplanétisme	20
1.6.4. L'échelle externe L_0	21
1.6.5. Le temps de cohérence	22
1.7 Conclusion.....	22

CHAPITRE 2

FORMATION D'IMAGE PAR LES TELESCOPES EN PRESENCE DE TURBULENCE

2.1. Formation d'image en présence de turbulence.....	23
2.1.1. L'effet instrumental (la diffraction).....	23
2.1.2. L'effet atmosphérique.....	24
2.1.3. La réponse impulsionnelle de L'ensemble atmosphère-instrument	25
2.1.4 L'influence de la turbulence atmosphérique sur les images du bord solaire	26
2.1.4.1 L'assombrissement centre – bord	26
2.1.4.2 Les modèles de calcul de l'assombrissement centre – bord.....	27

2.1.5. Imagerie de la périphérie solaire, avec et sans turbulences.....	28
2.2. Simulation du bord solaire bruité	33
2-3 Conclusion	35

CHAPITRE 3

LES TECHNIQUES D'OBSERVATION A HAUTE RESOLUTION ANGULAIRE

3.1 Interférométrie optique.....	38
3.1.1 Interférométrie optique et observations astrophysiques	45
3.1.2. Principe d'un interféromètre optique.....	49
3.2 L'Optique Adaptative.....	52
3.2.1. Principe de l'Optique Adaptative	53
3.2.2 Miroir Déformable (DM) (correction par inclinaison)	56
3.2.3 Analyseurs de surface d'onde	59
3.3. Commande en optique adaptative	60
3.3.1 Matrice de commande	60
3.3.2 Contrôleur temporel.....	61
3.5 Optique adaptative multiconjuguée (MCAO)	62
3.6 Conclusion.....	64

CHAPITRE 4

L'ANGLE D'ARRIVEE ET L'ESTIMATION DES PARAMETRES DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE

4.1 Fluctuation des angles d'arrivée.....	65
4.1.1 La densité spectrale de l'AA	68
4.1.2 La fonction de structure des fluctuations d'AA.....	69
4.1.3. La fonction de cohérence d'AA (la covariance).....	70
4.2 formation des images à travers la turbuence	73
4.3 Les effets de la turbulence.....	74
4.3.1 La scintillation	74
4.3.2 L'agitation	76
4.3.3 L'étalement.....	77
4.4 L'estimation des paramètres de la turbulence atmosphérique.....	78
4.5 Conclusion.....	86
Conclusion générale	87
Bibliographie.....	89

Liste des figures

Fig .1.1. Arc-en-ciel, halos, aurore boréaleet.	4
Fig .1.2. L'atmosphère terrestre	5
Fig .1. 3. L'écoulement laminaire A, l'écoulement turbulentB.	6
Fig .1.4. Cascade d'énergie dans un écoulement turbulent.....	8
Fig .1. 5. Le front d'onde se propage à travers une atmosphère avec des couches turbulentes.	12
Fig .1.6 Influence de la turbulence atmosphérique sur l'observation astronomique	16
Fig .1.7. Distribution de profils Cn de la constante de structure des variations de l'indice de réfraction durant le matin et le soir	17
Fig .1 8. Effet de la turbulence atmosphérique sur les fronts d'onde stellaire.....	18
Fig.2. 1. Comparaison entre la pupille d'un télescope et sa réponse instrumentale	23
Fig.2. 2. La réponse d'un télescope (tache d'Airy) à gauche (3D) et à droite une coupe de la réponse d'un télescope	24
Fig.2. 3. Simulation numérique d'un écran de phase atmosphérique	24
Fig.2. 4. Effet de la turbulence atmosphérique sur l'image d'une source ponctuelle	25
Fig.2. 5. Représentation géométrique et observation du Soleil	26
Fig.2. 6. Bord solaire.....	29
Fig.2. 7. Profil d'intensité en haut sans turbulence atmosphérique et profil d'intensité avec et sans turbulence atmosphérique en bas	30
Fig.2. 8. Le bord en bleu foncé est dérivé numériquement du bord bruité en magenta. Dans ce cas, on a utilisé une petite pupille.	34
Fig. 3. 1. Brève chronologie de l'évolution des télescopes depuis que Galilée.	38
Fig. 3. 2. Un interféromètre Michelson de 20 pieds (~6m) monté sur le châssis du télescope Hooker de 100 pouces (~2m50), 1920	39
Fig. 3. 3. Fentes de Young et les franges	40
Fig. 3. 4. La différence de marche	40
Fig. 3. 5. L'interféromètre de Michelson	43
Fig. 3. 6. Interférométrie optique : Amélioration de la résolution angulaire des télescopes	48
Fig. 3. 7. Principe de l'interférométrie astronomique à deux télescopes	50
Fig. 3. 8. Illustration des principaux effets qui influencent la mesure des franges d'interférence dans un interféromètre et des principaux systèmes pour les corriger.....	51

Fig. 3. 9. Observation d'un système stellaire binaire : image directe et image corrigée par l'optique adaptative et l'interférométrie optique.	53
Fig. 3. 10. Le schéma d'un système d'OA	56
Fig.4. 1. L'angle d'arrivée du front d'onde perturbé et des composantes de sa projection dans un plan normal à la direction de propagation	66
Fig.4. 2. Modes de Zernike et aberrations optiques dans les systèmes d'imagerie.	67
Fig.4. 3. Comparaison des modèles spectraux de turbulence optique (La covariance théorique)	72
Fig.4. 4. Effet de la turbulence atmosphérique et de la diffraction sur l'image d'une étoile....	74
Fig.4. 5. Effets de la turbulence atmosphérique selon le rapport entre le diamètre du télescope (D) et le paramètre de Fried (r_0)	78
Fig.4. 6. Bord solaire non perturbé (A) Bord solaire perturbé (B).....	79
Fig.4. 7. Extraction des contours des images perturbées à partir des points d'inflexion.....	80
Fig.4. 8. Extraction des fluctuations d'AA à partir des contours perturbés et non perturbés ...	81
Fig.4. 9. Covariance expérimentale pour $r_0=0.025m$, $L_0=10m$, et différentes valeurs de h ..	82
Fig.4. 10. Covariance expérimentale pour $h=1000m$, $L_0=10m$, et différentes valeurs de r_0 ..	83
Fig.4. 11. L'ajustement non linéaire en utilise la méthode de Levenberg-Marquardt.....	84

Introduction

Introduction

Depuis des siècles, l'humanité est animée par une curiosité insatiable pour l'univers invisible. Cette quête de découverte s'est intensifiée avec l'essor de l'optométrie et l'approfondissement des lois de la lumière dans lesquels des pionniers comme Ibn al-Haytham ont joué un rôle fondamental la quête de la connaissance s'est considérablement intensifiée. Comme **Ibn al-Haytham** ont jeté les premières bases. Au début du XVIIe siècle, **Galilée** a révolutionné l'astronomie en réalisant la première observation scientifique des objets célestes depuis la Terre, grâce à l'invention du **télescope**, un outil qui a ouvert les portes de l'univers aux astronomes.

Avec le temps, les progrès technologiques ont permis la conception de télescopes dotés de miroirs toujours plus imposants. Des modèles initiaux de 2,5 mètres de diamètre, l'ingénierie est parvenue à créer d'immenses instruments atteignant 8 à 10 mètres. Cette évolution a offert aux astronomes la capacité de détecter des objets célestes de plus en plus lointains et discrets, tout en révélant des détails d'une finesse remarquable grâce à une résolution angulaire extrêmement précise.

Aujourd'hui, les astronomes envisagent même la construction de télescopes de 30 à 40 mètres de diamètre.

Malgré ces progrès impressionnants, l'observation terrestre reste confrontée à un défi majeur : la **turbulence atmosphérique**. Cette dernière dégrade la **résolution angulaire** des télescopes, c'est-à-dire leur capacité à distinguer deux objets proches dans le ciel. En effet, le front d'onde lumineux, initialement plan, est déformé par l'atmosphère, altérant notre perception des images célestes. C'est pourquoi l'observation depuis l'espace, comme celle réalisée par le **télescope spatial Hubble**, offre une clarté incomparable.

Pour surmonter les limitations imposées par l'atmosphère, il est devenu essentiel de comprendre et d'étudier la turbulence. Les scientifiques ont identifié trois axes d'action interdépendants :

- **Comprendre la turbulence atmosphérique** : Il s'agit d'étudier ses caractéristiques, de définir ses lois et de déterminer les paramètres liés à la déformation du front d'onde.
- **Choisir des sites d'observation optimaux** : Les télescopes sont idéalement construits à des altitudes élevées, où les conditions climatiques sont plus stables et la turbulence moins prononcée.

- **Corriger la déformation du front d'onde** : Des techniques d'observation à haute résolution angulaire, comme l'**optique adaptative (OA)**, sont utilisées pour compenser les perturbations atmosphériques.

Les fondements de l'optique adaptative ont été posés en 1953 par **Horace W. Babcock**, reposant sur le principe de la correction en temps réel des déformations du front d'onde. Grâce à l'OA, des avancées majeures ont été réalisées en astronomie et astrophysique.

Cette avancée technologique a permis de lever le voile sur de nombreux mystères de l'univers, allant de l'exploration du système solaire à l'observation des structures les plus lointaines du cosmos. à l'observation des exoplanètes (depuis 2017), des trous noirs (notamment ceux au centre de notre galaxie) et des détails sur la naissance des étoiles.

En complément de l'optique adaptative, l'**interférométrie de télescopes** (comme l'interféromètre à 4 télescopes) est également utilisée pour améliorer la précision angulaire. Cette méthode repose sur la combinaison des signaux optiques provenant de plusieurs télescopes, permettant ainsi de contourner les limitations liées à la fabrication de miroirs de très grand diamètre.

La présente thèse s'attache à approfondir l'étude des caractéristiques de la turbulence atmosphérique, ainsi que les méthodes permettant de déterminer ses paramètres en particulier les propriétés statistiques de la turbulence optique et leur application dans les techniques d'observation angulaire à très haute précision.

Ce travail est structuré en quatre chapitres, suivis d'une conclusion récapitulant les principaux résultats obtenus.

Chapitre 1 : Fondements de l'optique atmosphérique

Ce chapitre présente un rappel des concepts essentiels liés à l'optique atmosphérique. Il traite des propriétés dynamiques et optiques de la turbulence, ainsi que du comportement de la propagation des ondes lumineuses à travers l'atmosphère terrestre. Une attention particulière est portée à l'identification des principaux paramètres caractérisant les déformations du front d'onde, tels que le paramètre de Fried (r_0), l'échelle externe (L_0), le temps de cohérence (τ_0) et l'angle d'isoplanétisme (θ_0).

Chapitre 2 : Formation d'image par les télescopes en présence de turbulence.

Ce chapitre examine comment les télescopes créent une image du front d'onde déformé, en se penchant sur la fonction de réponse impulsionnelle. Il explore ensuite les variations du bord solaire (la fonction d'assombrissement centre-bord) comme un outil performant permettant d'estimer les paramètres de la turbulence atmosphérique à partir de l'analyse statistique des fluctuations de l'angle d'arrivée d'un front d'onde perturbé.

Chapitre 3 : Les techniques d'observation à Haute Résolution Angulaire

Ce chapitre est dédié aux techniques d'optique adaptative visant à compenser les distorsions subies par le front d'onde incident lors de sa traversée de l'atmosphère. La correction est effectuée grâce à un miroir déformable (MD), dont la surface réfléchissante est ajustée par des actionneurs afin de restituer un front d'onde aussi plan que possible après réflexion. Les mesures précises du front d'onde fournies par les capteurs permettent de piloter en temps réel ces ajustements. par un **analyseur de surface d'onde (ASO)** sont utilisées pour calculer la résolution angulaire. L'amélioration de cette résolution passe également par l'augmentation du diamètre des télescopes, souvent obtenue par l'interférométrie.

Chapitre 4 :L'angle d'arrivée et l'estimation des paramètres de la turbulence atmosphérique

Ce chapitre s'attache à détailler les méthodes d'estimation des paramètres de la turbulence atmosphérique à partir des mesures du bord solaire, identifiées par le point d'inflexion. Une analyse statistique approfondie, incluant la covariance et la variance des fluctuations de l'angle d'arrivée, est réalisée en appliquant quatre modèles distincts de turbulence optique.



Portrait d'Ibn al-Haytham (Alhazen), pionnier de l'optique, Illustration représentant le savant arabe médiéval Ibn al-Haytham, considéré comme le père de l'optique moderne

Chapitre 1

Fondements de l'optique atmosphérique

1.1 L'optique atmosphérique

La beauté des phénomènes naturels se mêle à la rigueur de la physique pour expliquer divers phénomènes optiques. Lorsque la lumière interagit avec les gouttelettes d'eau, la poussière ou les cristaux de glace présents dans l'atmosphère, elle génère une variété d'effets visuels, tels que les arcs-en-ciel, les halos, les gloires, les aurores boréales (figure 1.1), ainsi que de nombreux autres phénomènes terrestres. L'optique atmosphérique, branche de l'optique et de la photonique, étudie le comportement de la lumière dans l'atmosphère terrestre. Ce domaine comprend à la fois l'analyse des effets naturels de la lumière solaire et l'étude de la propagation et de la déformation des signaux électromagnétiques dans l'air.

La lumière peut être considérée comme à la fois de particules appelées photons ou comme une onde électromagnétique qui se déplace le long de chemins appelés rayons. Au premier ordre, les rayons lumineux sont des lignes droites dans un milieu transparent homogène tel que l'air ou l'eau, mais peuvent refléter (rebondir) ou réfracter (se plier) à une interface entre deux milieux.

La réfraction progressive (trajectoires de rayons incurvées) peut également se produire dans un seul milieu contenant une variation lisse des propriétés optiques.



Fig .1.1. Arc-en-ciel, halos, aurore boréale et.

1.2. L'atmosphère

L'atmosphère est le bouclier qui a contribué à améliorer la vie sur notre planète en empêchant le rayonnement ultraviolet de l'espace, en gardant la planète au chaud et en empêchant les températures extrêmes. L'atmosphère se compose de plusieurs couches différentes qui ont été prises en fonction de différentes températures à 5 couches de base et 3 autres sous-ensembles. À mesure que nous nous éloignons de la surface terrestre, la température de l'air baisse.

La troposphère, couche la plus basse de l'atmosphère terrestre, est le siège principal des phénomènes météorologiques tels que la pluie et la neige. C'est également dans cette région que naissent les turbulences atmosphériques, provoquées par les vents soufflant au-dessus de la surface terrestre et par les courants d'air ascendants générés lorsque le sol est réchauffé par le rayonnement solaire. Ces perturbations météorologiques redistribuent la chaleur et l'humidité dans la couche limite ainsi que les polluants et autres composants de l'atmosphère.

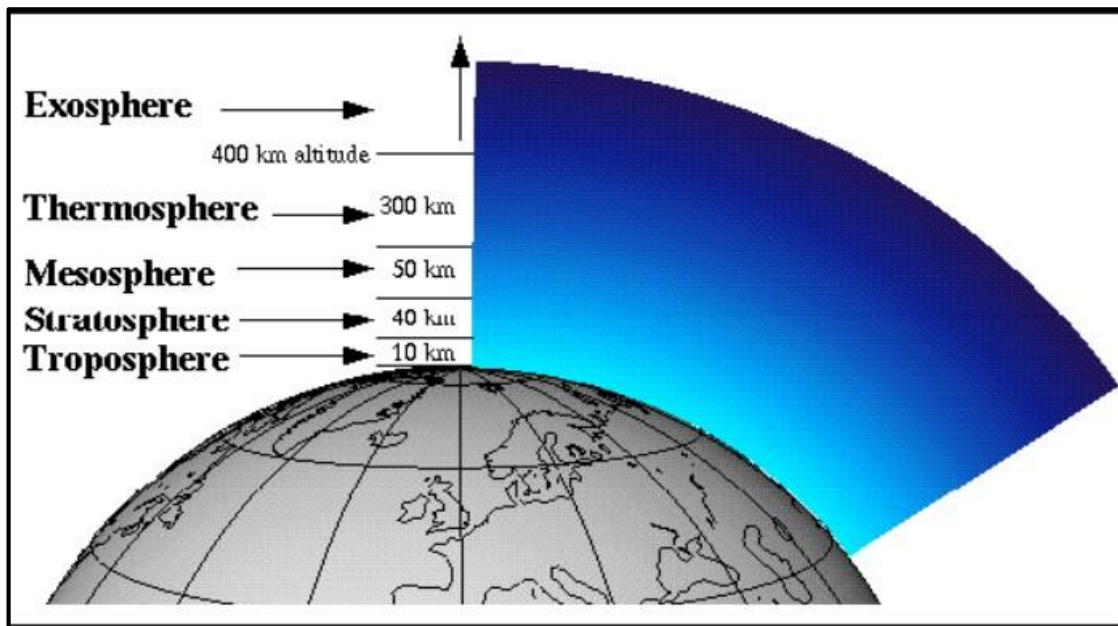


Fig .1.2. L'atmosphère terrestre

Les échanges thermiques entre la surface terrestre et l'air, ou entre différentes masses d'air, ont lieu dans l'atmosphère terrestre et s'accompagnent de phénomènes de cisaillement entre les couches d'air mises en mouvement par les vents. Les énergies thermique et cinétique impliquées dans ces interactions contribuent au développement des turbulences au sein de l'atmosphère [11].

1.3. La turbulence atmosphérique

L'air est en perpétuel mouvement turbulent, ce qui provoque une déviation aléatoire de la lumière émise par les objets célestes, et ce, sur des échelles de temps de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes.

Les images semblent trembler ou scintiller et apparaissent floues. Ce flou est dû à la turbulence atmosphérique, qui déforme la lumière provenant des objets astronomiques, un peu comme les ondulations de l'eau déforment les objets situés en dessous. Ce phénomène causé par l'atmosphère est appelé le seeing.

La turbulence atmosphérique est un mouvement d'air irrégulier à petite échelle. Il est caractérisé par des vents qui varient en vitesse et en direction. La turbulence est importante parce qu'elle mélange et remue l'atmosphère et fait en sorte que la vapeur d'eau, la fumée et d'autres substances, ainsi que l'énergie, se répartissent verticalement et horizontalement donc la turbulence atmosphérique peut être étudié comme fluide.

-Quelques concepts de fluides

Le fluide, qu'il soit liquide ou gazeux, est un milieu physique qui peut se déformer (il change de forme sous l'influence des forces externes). Il est constitué de particules mobiles qui peuvent se mouvoir l'une par rapport à l'autre, les liquides étant des fluides incompressibles ; ils conservent leur taille indépendamment de leur forme et possèdent une surface propre. Les gaz sont des fluides compressibles et ont la caractéristique de remplir tout l'espace à leur disposition sans posséder de surface distincte.

La turbulence se caractérise par une forte irrégularité des champs de vitesse, de pression et de température, variant à la fois dans l'espace et dans le temps [7]. On distingue...on distingue deux types d'écoulement :

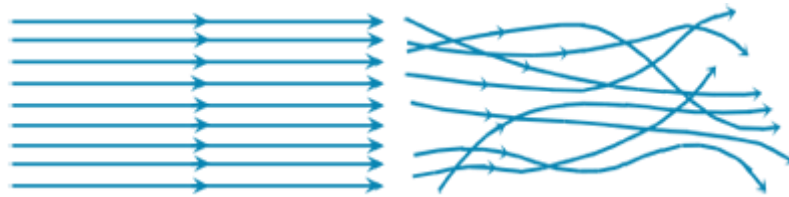


Fig .1. 3.L'écoulement laminaire A, l'écoulement turbulent B.

Écoulement laminaire : dans un écoulement laminaire, tout le fluide se déplace plus ou moins dans la même direction, sans que les variations locales ne s'opposent (figure 1.3 A).

Écoulement turbulent : dans un contexte d'écoulement turbulent, la vitesse ou la direction à un moment précis peut fluctuer de manière significative et aléatoire, même pour des points très proches, les flux sont intrinsèquement turbulents et aléatoires, comme la montre (figure 1.3 B).

-Nombre de Reynolds

Le caractère turbulent d'un écoulement dépend de plusieurs facteurs : la masse volumique du fluide (ρ , en kg/m^3), la vitesse d'écoulement (en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), la longueur caractéristique du parcours du fluide (échelle spatiale, L en mètres), ainsi que de la viscosité dynamique du fluide (c'est la résistance d'un fluide à l'écoulement lorsqu'une force est appliquée).

À la fin du XIX^e siècle, Osborne Reynolds a introduit un paramètre fondamental en mécanique des fluides permettant de caractériser ces régimes d'écoulement.

Connu sous le nom de nombre de Reynolds, afin de décrire le type de régime (laminaire ou turbulent) d'un écoulement défini par :

$$R_e = \rho LV / \mu \quad (1.1)$$

ρ la densité du fluide, V la vitesse caractéristique de l'écoulement du fluide,

La viscosité cinématique du fluide c'est le rapport entre la viscosité dynamique et la densité du fluide. Elle mesure la capacité du fluide à s'écouler sous l'effet de la gravité, sans force externe

$$\nu = \mu / \rho \quad (1.2)$$

On remplace (1.2) dans la formule de Reynolds (1.1) On trouve $R_e = LV / \nu$

Il a été observé qualitativement que le type d'écoulement change du régime laminaire lorsque la valeur du nombre de Reynolds atteint approximativement 2000.

Dans l'atmosphère, avec une viscosité cinématique de l'air d'environ $\nu \sim 15 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, les flux sont généralement turbulents, ce qui indique une turbulence entièrement développée. [11,86]

- En 1920, Lewis Fry Richardson a donné une description qualitative du mécanisme par lequel, dans un fluide turbulent, un vortex transmet de l'énergie.
- à des vortex plus petits et a introduit un critère pour déterminer la turbulence atmosphérique [27], basé sur le nombre de Richardson. On sait que le flux devient turbulent lorsque $Ri < 0,25$, une situation fréquemment rencontrée dans la troposphère du fait de sa stratification et des vents qui s'y trouvent

-Théorie des cascades d'énergie

L'"échelle externe de la turbulence" désigne la phase où l'énergie cinétique est apportée par des phénomènes de grande échelle.

Par la suite, cette énergie est transférée à des mouvements de plus en plus petits, jusqu'à ce qu'elle se dissipe finalement sous forme de chaleur.

Ce phénomène se produit à l'échelle interne, où la turbulence est considérée comme homogène et isotrope dans un domaine dit "d'inertie" [1, 11, 34, 38,86].

-La théorie de Kolmogorov

La théorie de Kolmogorov (1941) [7] explique comment l'énergie est répartie au sein des structures turbulentes, en fonction de leur taille. Dans un système où l'énergie est injectée de manière constante, cette théorie s'applique spécifiquement à une zone d'échelles spatiales

appelée le "domaine inertiel". Ce domaine inertiel peut être divisé en une zone de taille moyenne où la turbulence est considérée comme isotrope et homogène (en termes de propriétés statistiques), sans qu'il y ait d'apport ou de perte d'énergie cinétique [7,86].

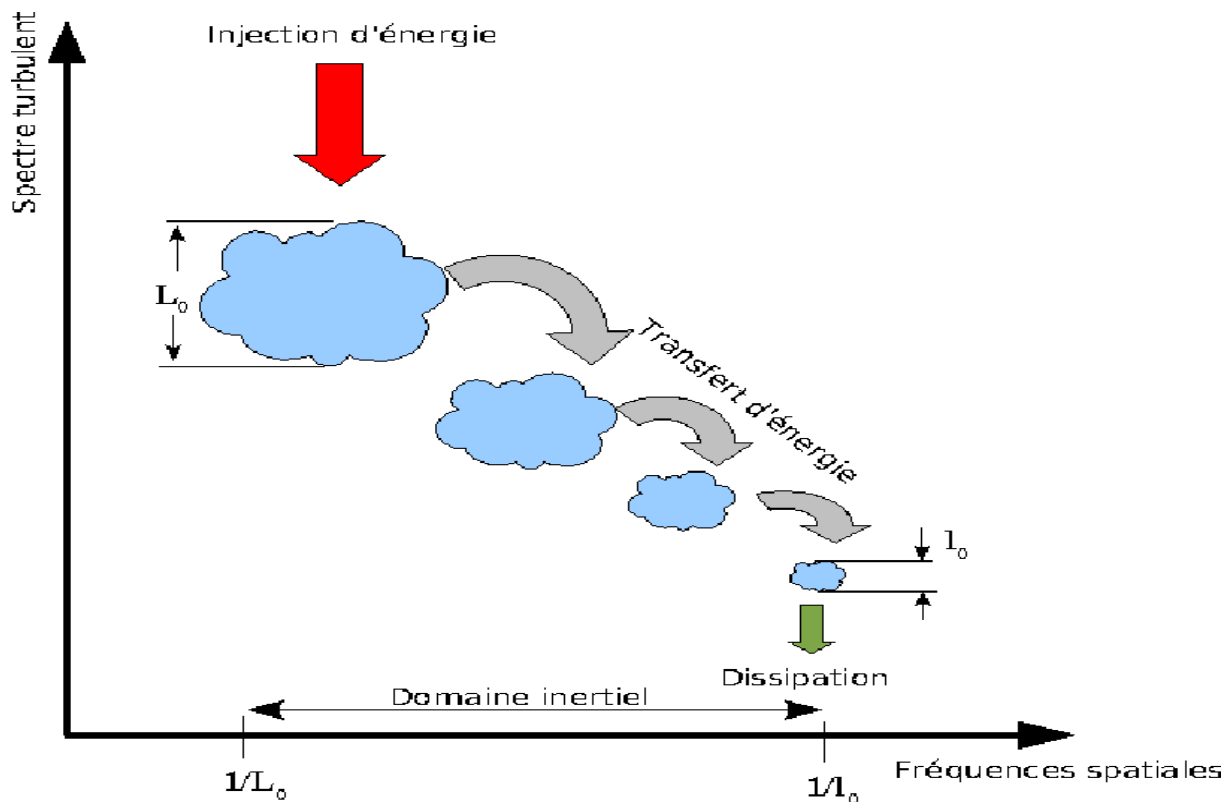


Fig .1.4.Cascade d'énergie dans un écoulement turbulent

La turbulence générée dans l'atmosphère par le rayonnement solaire, le rayonnement terrestre, la convection et les effets du cisaillement des vents engendre de l'énergie thermique. Cette turbulence, en dispersant l'énergie, contribue à la distribution et à l'échange de chaleur à travers l'atmosphère, et cinétique. Les plus grands tourbillons (de taille caractéristique L_0) la transmettent aux plus petits (de taille l_0) qui, à leur tour, Elle est dissipée suivant le mécanisme de la cascade de Kolmogorov. [7,14].

La théorie de Kolmogorov permet de passer d'une analyse dimensionnelle centrée sur les structures turbulentes à dimensions finies vers la formulation de la fonction de structure des fluctuations de vitesse dans le domaine inertiel d'une turbulence pleinement développée. Cette approche permet de mieux comprendre comment l'énergie turbulente se distribue entre les différentes échelles de mouvement dans un fluide turbulent, et d'exprimer de manière précise le comportement statistique des fluctuations de vitesse à mesure que la turbulence se développe., ainsi que du spectre d'énergie cinétique associé à cette turbulence [1,7, 38, 40]. Ce dernier fait se réfère au spectre d'énergie turbulent en lien avec le vecteur d'onde, phénomène

est désigné sous le *cascade de Kolmogorov*, Selon Kolmogorov, la fonction de structure des fluctuations de vitesse s'exprime

$$D_v(\vec{r}) \simeq C_v^2 r^{\frac{2}{3}} \quad (1.3)$$

Où C_v^2 est la constante structurelle des fluctuations de vitesse et r L'écart de deux points de mesure concernant l'énergie cinétique.

La densité spectrale de fluctuation de vitesses 'écrite sous forme :

$$\Phi_v(\vec{f}) \simeq C_v^2 f^{-\frac{11}{3}} \quad (1.4)$$

Où \vec{f} est la fréquence spatiale et f son module $f \in \left[\frac{1}{L_0}, \frac{1}{l_0} \right]$

La loi spectrale des variations de vitesse est aussi applicable aux variations de température, où la fonction structure $\langle \Delta_\rho(T) \rangle$ symbolise la variance des variations de température T entre deux points éloignés, définie par [86] :

$$D_T(\rho) = \langle \Delta_\rho(T) \rangle = \langle (T(r + \rho) - T(r))^2 \rangle \quad (1.5)$$

ρ représente l'écart horizontal entre deux points de la couche turbulente.

Dans le domaine inertiel, elle s'exprime sous la forme suivante : [1,86]:

$$D_T(\vec{r}) \simeq C_T^2 r^{2/3} \quad (1.6)$$

Et la densité spectrale par :

$$\Phi_T(f) \simeq C_T^2 f^{-11/3} \quad (1.7)$$

Où C_T^2 est la constante de structure des variations de température. Ainsi, les variations de température entraînent des changements dans l'indice de réfraction, dont la fonction structurelle est exprimée dans une couche d'altitude h sous la forme [45, 86] :

$$D_n(\rho, h) = \langle \Delta_{\rho,h}(n) \rangle = \langle (n(r + \rho, h) - n(r, h))^2 \rangle \simeq C_n^2 r^{2/3} \quad (1.8)$$

1.4. Les modèles de la turbulence

Hormis le champ inertiel, il n'existe véritablement aucun modèle théorique pour la turbulence.

Cependant, il est possible de créer des modèles plus ou moins réalistes en utilisant des facteurs physiques générales, mais Il est conseillé de s'appuyer sur des données issues d'expérimentations [38,7, 40 , 87].

Il est possible de concevoir schématiquement que les grandes structures turbulentes recevront une répartition plus ou moins égale de l'énergie cinétique injectée dans la turbulence.

Par conséquent, à mesure que l'on approche de ces échelles, la pente de la densité spectrale diminue progressivement jusqu'à atteindre un plateau, marquant ainsi la saturation. On peut alors définir un paramètre L_0 , qui représente l'échelle spatiale délimitant la limite supérieure du domaine inertiel et marquant la transition vers la saturation du spectre pour les fréquences les plus basses [14,38,86] .

Quatre modèles ont été étudiés pour évaluer les changements d'indice de réfraction à l'échelle externe L_0 .

1.4.1 Le modèle de Kolmogorov

Le modèle de Kolmogorov présente une inexactitude physique pour les basses fréquences spectrales turbulentes, en raison d'une divergence des intégrales (une énergie turbulente globale infinie). [7,38,40,87].

Étant donné que l'indice de réfraction de l'air dépend de la température et de l'humidité, les variations de ces deux facteurs sont à leur tour influencées par l'indice de réfraction. De plus, la densité spectrale est directement liée à la fonction de structure via la transformation de Fourier (TF $(D_n(\rho, h))$), on obtient le spectre connu sous le nom spectre de Kolmogorov[86].

$$w_{n,h}^{\text{kolmogorov}}(\hat{f}) = 0.0098 C_n^2(h) f^{-11/3} \quad (1.9)$$

1.4.2 Le modèle de Von Kármán

Pour affiner le modèle de Kolmogorov, Von Kármán introduit un paramètre représentant l'échelle externe dans l'équation, un paramètre qui est infini dans le modèle de Kolmogorov. Cette échelle externe correspond à la taille maximale des tourbillons dans chaque couche turbulente de l'atmosphère traversée par la lumière des astres observés. Ce principe est connu sous le nom de loi de turbulence de Von Kármán (une énergie finie) [7,38,14 ,86]

$$w_{n,h}^{\text{Von Karman}}(\vec{f}) = 0.0098 C_n^2(h) \left(\frac{1}{L_0^2} + f^2 \right)^{-\frac{11}{6}} \quad (1.10)$$

Dans la suite, on ne tiendra pas compte de la perte d'énergie aux fréquences spatiales extrêmement élevées causée par l'échelle interne L_0 , car son influence sur les déformations à grande échelle du front d'onde est négligeable. En outre, l'hypothèse est faite que les variations turbulentes sont localement uniformes et isotropes, ce qui indique que l'intensité des basses fréquences spatiales est inférieure au spectre du modèle de Kolmogorov dans le contexte **du modèle de Von Kármán**, ce modèle illustre la saturation de la fonction de structure, un phénomène qui peut se produire à des longueurs de base supérieures à L_0 . [7, 14, 21, 22, 38, 41].

D'autres modèles existent qui prennent en compte cette atténuation. Ces modèles se distinguent par la manière dont ils décrivent l'apport d'énergie aux basses fréquences spatiales.

1.4.3 Le modèle de Greenwood-Tarazano

Le modèle de Greenwood-Tarazano est une modification empirique du modèle de Von Kármán.

Il vise à mieux représenter le spectre de turbulence atmosphérique mesuré, en particulier pour les grandes échelles et moyennes échelles de turbulence.

$$w_{\varphi}^{GT}(\vec{f}) = 0.0098 C_n^2(h) \left(\frac{f}{L_0} + f^2 \right)^{-\frac{11}{6}} \quad (1.11)$$

1.4.4 Le modèle exponentiel

Le modèle exponentiel propose une décroissance plus rapide du spectre à haute fréquence.

$$w_{\varphi}^E(\vec{f}) = 0.0098 C_n^2(h) f^{-\frac{11}{3}} (1 - \exp(-f^2 L_0^2)) \quad (1.12)$$

1.5 Propagation dans l'atmosphère

F. Roddier a analysé la manière dont une onde plane se propage à travers la turbulence atmosphérique. [1, 7, 38, 86].

Nous détaillons ici les perturbations des ondes de propagation dans la turbulence atmosphérique.

Une onde lumineuse incidente qui traverse l'atmosphère au point \vec{r} est écrite de manière complexe par :

$$\Psi(\vec{r}) = A(\vec{r}) \exp[i\varphi(\vec{r})] \quad (1.13)$$

Où $\varphi(\vec{r})$ sont les fluctuations de phase et $A(\vec{r})$ sont les fluctuations d'amplitude. Roddier ([27]) a démontré que le déphasage provoqué par la propagation d'une onde électromagnétique à travers la turbulence atmosphérique est défini par [86] :

$$\varphi(\vec{r}, h) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta(\vec{r}) \tag{1.14}$$

Où $\delta(\vec{r})$ est la variance du chemin optique introduite par les fluctuations d'indice de réfraction dans la couche d'épaisseur δh [86]:

$$\delta(\vec{r}, h) = \int_h^{h+\delta h} n(r, z) dz \tag{1.15}$$

Où z est l'altitude.

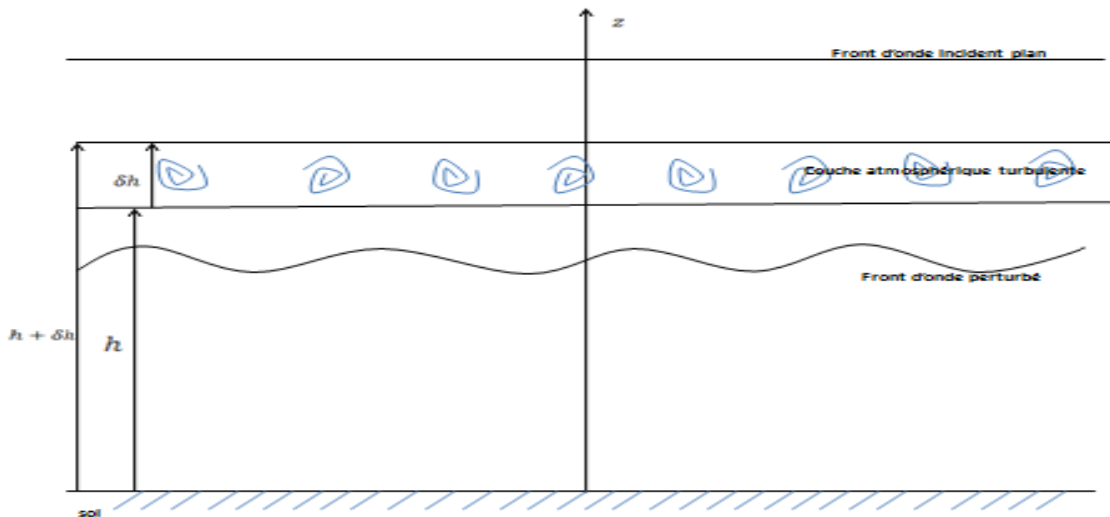


Fig .1. 5. Le front d'onde se propage à travers une atmosphère avec des couches turbulentes.

Lorsqu'une onde lumineuse provenant d'une étoile atteint l'atmosphère terrestre, elle traverse des couches d'air de températures et de densités différentes. Ces inhomogénéités perturbent le front d'onde initialement plan, créant des distorsions qui dégradent la qualité des images astronomiques observées depuis le sol [7 , 38,40].

La fonction de structure de la phase correspond à la variance des fluctuations de phase entre deux points séparés par une distance ρ , et peut s'écrire comme suit [1,86] :

$$D_\varphi(\rho, h) = \langle \Delta_{\rho,h}(\varphi) \rangle = \langle (\varphi(r + \rho) - \varphi(r))^2 \rangle \tag{1.16}$$

Il existe deux situations :

Le premier exemple concerne une seule couche turbulente (une couche turbulente à h)[86]:

$$D_\varphi(\rho, h) = 2.91k^2\rho^{5/3}C_n^2(h)\delta h \quad (1.17)$$

Le nombre d'onde de la lumière est $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ et l'épaisseur de la couche turbulente à l'altitude h est δh [86].

Dans le deuxième cas, diverses couches turbulentes sont présentes dans les deux cas discret et continu. selon [40,86] :

$$D_\varphi(\vec{r}, h) = 2.91k^2r^{5/3} \int_0^\infty C_n^2(h_j) \delta h$$

Où (1.18)

$$D_\varphi(\vec{r}, h) = 2.91k^2r^{5/3} \sum_j C_n^2(h_j) \delta h$$

La densité spectrale de la phase (DSP) peut être représentée en fonction des fluctuations de la densité spectrale de l'indice de réfraction. par [86]:

$$w_{\varphi,h}(\hat{f}) = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 w_{n,h}(\hat{f})\delta h \quad (1.19)$$

En remplaçant $w_n(\hat{f})$ par son expression donnée conformément aux quatre modèles :

$$w_{\varphi,h}^{kolmogorov}(\hat{f}) \simeq 0.3870 \lambda^{-2} f^{-11/3} C_n^2(h) \delta h \quad (1.20)$$

$$w_{\varphi,h}^{Von\ karman}(\hat{f}) \simeq 0.3870 \lambda^{-2} \left(\frac{1}{L_0^2} + f^2\right)^{-11/6} C_n^2(h) \delta h \quad (1.21)$$

$$w_{\varphi,h}^{GT}(\hat{f}) = 0.3870 \lambda^{-2} C_n^2(h) \left(\frac{f}{L_0} + f^2\right)^{-\frac{11}{6}} \quad (1.22)$$

$$w_{\varphi,h}^E(\hat{f}) = 0.3870 \lambda^{-2} C_n^2(h) f^{-\frac{11}{3}} (1 - \exp(-f^2 L_0^2)) \quad (1.23)$$

Selon l'approximation des faibles perturbations, les déphasages causés par la turbulence dans chaque couche ont un faible $\varphi(r) \ll 1$ ($e^{i\varphi_h(r)} \approx 1 + i\varphi_h(r)$). Les fluctuations

d'amplitude et de phase complètes causées par la traversée des couches produites au niveau du sol peuvent être écrites de cette manière [7, 16, 86]:

$$w_{A,0}(\vec{f}) = \int w_{\varphi,h}(\vec{f}) \delta h \sin^2 \pi \lambda h f^2 \quad (1.24)$$

$$w_{\varphi,0}(\vec{f}) = \int w_{\varphi,h}(\vec{f}) \delta h \cos^2 \pi \lambda h f^2 \quad (1.25)$$

$$\text{ou}' \quad w_{\psi,0}(\vec{f}) = w_{A,0}(\vec{f}) + w_{\varphi,0}(\vec{f}) \quad (1.26)$$

Dans l'hypothèse de champ proche (où la turbulence est supposée se trouver à proximité du télescope), les effets des fluctuations d'amplitude sont moins importants que ceux des fluctuations de phase, l'équation (1.26) devient [86]:

$$w_{\psi,0}(\vec{f}) \approx w_{\varphi,0}(\vec{f}) \quad (1.27)$$

En remplaçant les équations (1.20), (1.21), (1.22), (1.23) dans l'équation (1.25),

La densité spectrale des fluctuations de phase de l'onde qui atteint le sol

après avoir traversé plusieurs couches atmosphériques, est décrite selon le modèle suivant [32,86] est :

$$w_{\varphi,0}^{kolmogorov}(\vec{f}) = 0.3870 \lambda^{-2} \int C_n^2(h) \delta h f^{-\frac{11}{3}} \cos^2 \pi \lambda h f^2 \quad (1.28)$$

$$w_{\varphi,0}^{Von\ karman}(\vec{f}) = 0.3870 \lambda^{-2} \int C_n^2(h) \delta h \left(\frac{1}{L_0^2} + f^2 \right)^{-\frac{11}{6}} \cos^2 \pi \lambda h f^2 \quad (1.29)$$

$$w_{\varphi,0}^{GT}(\vec{f}) = 0.3870 \lambda^{-2} \int C_n^2(h) \delta h \left(\frac{f}{L_0} + f^2 \right)^{-\frac{11}{6}} \cos^2 \pi \lambda h f^2 \quad (1.30)$$

$$w_{\varphi,0}^E(\vec{f}) = 0.3870 \lambda^{-2} \int C_n^2(h) \delta h f^{-\frac{11}{3}} (1 - \exp(-f^2 L_0^2)) \cos^2 \pi \lambda h f^2 \quad (1.31)$$

Où $\int_0^\infty C_n^2(h)\delta h$ s'agit de l'intégrale, sur l'épaisseur atmosphérique traversée, de la constante structurelle des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air. Elle est directement associée à la longueur d'onde. λ et au paramètre r_0 par la relation [86] :

$$\int_0^\infty C_n^2(h)\delta h = 0.06 \lambda^2 r_0^{-5/3} \quad (1.32)$$

Dans le modèle de Kolmogorov Tatarski (le domaine inertiel de turbulence), la sommation de toutes les couches entraîne une fonction de structure totale, dont l'équation (1.18) a la forme suivante[86] :

$$D_\varphi(\vec{r}) \simeq 6.88 \left(\frac{\rho}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}} \quad (1.33)$$

À la fin, nous obtenons des fluctuations de la densité spectrale pour chaque modèle de la turbulence

$$w_{\varphi,0}^{kolmogorov}(\hat{f}) = 0.0232 r_0^{-5/3} f^{-\frac{11}{3}} \quad (1.34)$$

$$w_{\varphi,0}^{Von\ karman}(\hat{f}) = 0.0232 r_0^{-5/3} \left(\frac{1}{L_0^2} + f^2\right)^{-\frac{11}{6}} \quad (1.35)$$

$$w_{\varphi,0}^{GT}(\hat{f}) = 0.0232 r_0^{-5/3} \left(\frac{f}{L_0} + f^2\right)^{-\frac{11}{6}} \quad (1.36)$$

$$w_{\varphi,0}^E(\hat{f}) = 0.0232 r_0^{-5/3} f^{-\frac{11}{3}} (1 - \exp(-f^2 L_0^2)) \quad (1.37)$$

1.6 Paramètres caractérisant la turbulence optique

De nombreuses techniques expérimentales sont utilisées pour étudier la turbulence atmosphérique qui détruit les images astronomiques et estimer les différents paramètres mentionnés ci-dessus.

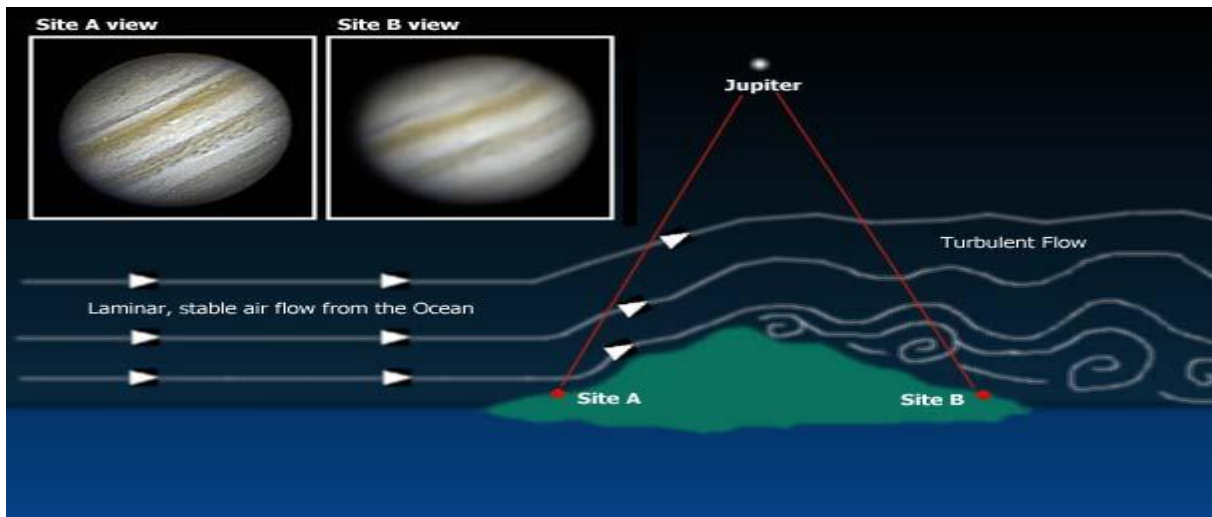


Fig .1.6Influence de la turbulence atmosphérique sur l'observation astronomique

L'image illustre l'effet de la turbulence de l'air sur la qualité des observations astronomiques. Au site A, l'air est laminaire et stable, provenant de l'océan, ce qui permet d'obtenir une image nette de Jupiter. Au site B, situé derrière une zone de flux d'air turbulent causé par le relief, l'image de Jupiter apparaît floue et déformée. Ainsi, la qualité des observations dépend fortement des conditions atmosphériques locales : un flux d'air stable améliore la résolution des télescopes, tandis que la turbulence dégrade la netteté des images célestes.

1.6.1. La fluctuation de l'indice de réfraction est caractérisée par la constante de structure C_n^2

Pour réaliser des observations en astronomie et perfectionner les techniques d'observation., une connaissance appropriée du C_n^2 et une meilleure compréhension des caractéristiques de la turbulence optique sont essentielles. Depuis les années 1960, il est essentiel d'évaluer quantitativement la force de turbulence optique dans le spectre de lumière visible à diverses altitudes en astronomie moderne pour améliorer la visibilité du foyer des télescopes existants et trouver de nouveaux emplacements pour l'installation de nouveaux instruments.[3]

Effectivement. La constante structurelle de l'indice de réfraction, est le paramètre clé utilisé pour quantifier l'intensité de la turbulence optique. Ce coefficient caractérise les fluctuations spatiales de l'indice de réfraction dans l'atmosphère (ou dans tout autre milieu turbulent), c'est-à-dire l'amplitude des variations de la densité de l'air qui influencent la propagation de la lumière. Cette constante présente une variation caractéristique, souvent qualifiée de "bascule", qui permet d'analyser plus finement la dynamique et la force de la turbulence atmosphérique.

L'indicateur principal de l'intensité de la turbulence optique est la constante structurelle de l'indice de réfraction. Le changement de la constante structurelle de l'indice de réfraction présente plutôt une caractéristique distincte. Dans le but d'approfondir l'examen de la force turbulente..

Les turbulences atmosphérique augmentent progressivement du début de la matinée jusqu'à l'après-midi en raison du réchauffement solaire et de l'instabilité de l'atmosphère, puis diminuent en soirée et pendant la nuit lorsque l'air devient plus stable.

Selon les références [27, 28], La turbulence optique au-dessus de l'océan est principalement régie par le gradient de température de l'air. En journée, il peut arriver que la température de l'air en haute mer soit inférieure à celle des zones côtières, ce qui tend à limiter le développement de la turbulence. En revanche, durant la nuit, la température de surface de l'océan demeure souvent plus élevée que celle de l'air au-dessus, générant ainsi un gradient thermique plus prononcé, ce qui a pour effet d'amplifier la turbulence optique. [20].

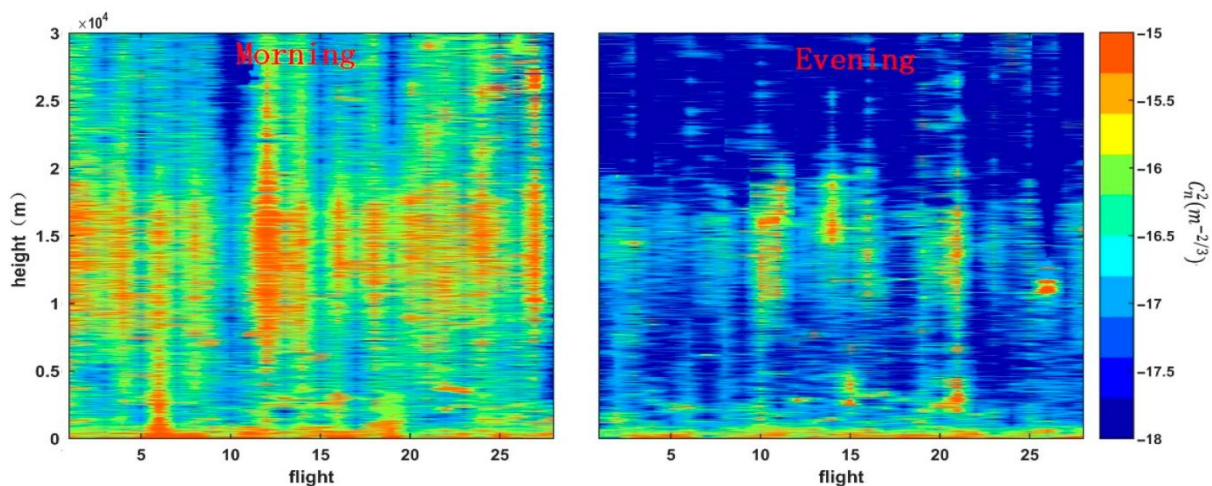


Fig .1.7.Distribution de profils C_n^2 de la constante de structure des variations de l'indice de réfraction durant le matin et le soir

La figure montre la variation verticale de la turbulence atmosphérique mesurée en fonction de l'altitude et des vols d'observation : Graphique de gauche (Morning) : le matin, la turbulence est plus intense et étendue verticalement (zones rouges et jaunes), en raison de l'échauffement solaire et du développement des mouvements convectifs. Graphique de droite (Evening) : le soir, la turbulence est beaucoup plus faible (dominance du bleu), car le refroidissement de l'atmosphère entraîne une stratification plus stable et limite les mouvements d'air verticaux. La barre de couleur à droite indique l'intensité de la dissipation turbulente (ϵ), où les valeurs plus élevées (orange/rouge) correspondent à une turbulence forte, et les valeurs faibles (bleu) indiquent une atmosphère plus calme et stable.

Le concept de mesure C_n^2 : On mesure les valeurs à l'aide d'un thermomètre précis qui est issu d'une paire de sondes de température précise séparées horizontalement pour les ballons et le GPS, avec des longueurs d'onde semi-visibles et infrarouges[20].

Le coefficient de réfraction varie principalement en raison des variations de température [17]. La fluctuation de l'indice de réfraction est associée à la constante de structure de température correspondante C_T^2 [38,20,86] :

$$C_n^2 = \left(79 \times 10^{-6} \frac{P}{T^2}\right) C_T^2 \tag{1.38}$$

1.6.2. Le paramètre de Fried r_0

En 1965, Fried propose un paramètre également appelé paramètre de Fried (figure 1.8), il représente la largeur de cohérence spatiale du front d'onde perturbé. [38,41,86],

Les fronts d'onde du plan sont déformés aléatoirement par la turbulence [1] de l'atmosphère à partir d'étoiles éloignées. Le front ondulé peut être considéré comme presque planaire sur une courte distance. Le paramètre Fried, indique la longueur sur laquelle le front d'onde peut être considéré comme planaire. Le paramètre Fried est également approximativement égal à la taille des cellules turbulentes, comme on peut l'observer sur cette illustration [27,75]

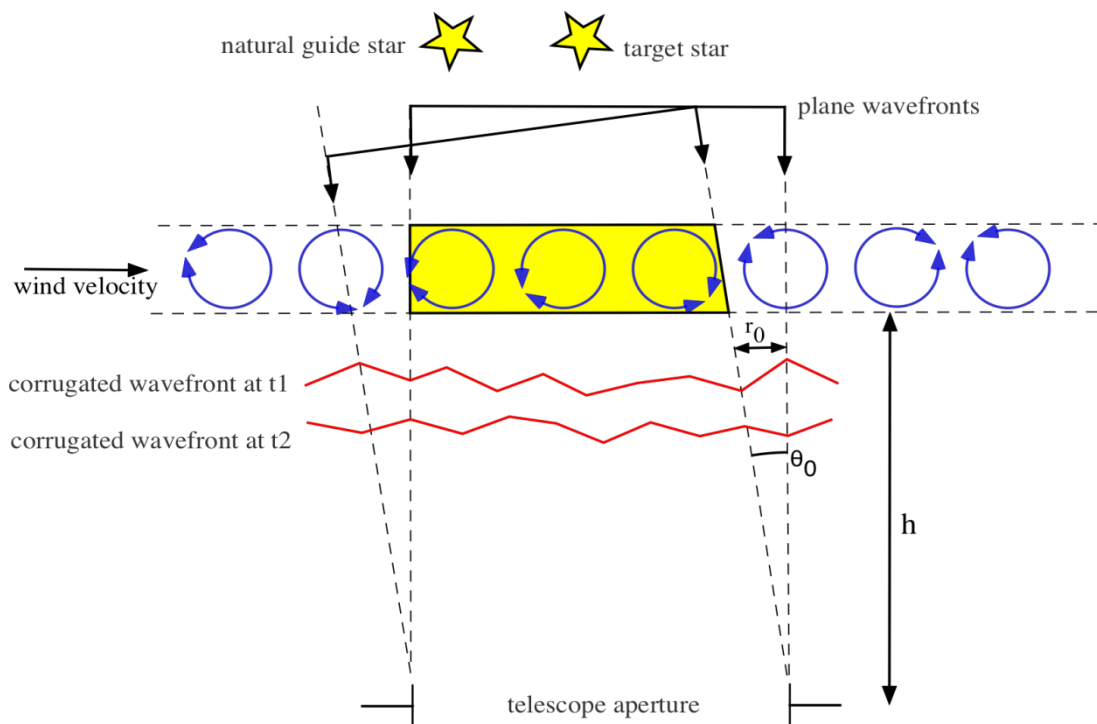


Fig .1 8. Effet de la turbulence atmosphérique sur les fronts d'onde stellaire.

Cette figure illustre comment la turbulence atmosphérique perturbe la lumière des étoiles observées par un télescope : Les étoiles guide naturelles et l'étoile cible émettent des fronts d'onde plans lorsqu'ils arrivent en haut de l'atmosphère. Sous l'effet de la turbulence atmosphérique (zones jaunes avec tourbillons bleus), ces fronts d'onde se déforment et deviennent ondulés (corrugated wavefronts). Le vent atmosphérique transporte ces structures turbulentes horizontalement, provoquant une évolution temporelle (t_1, t_2). Les paramètres r_0 (longueur de cohérence de Fried) et θ_0 (angle isoplanétique) caractérisent la qualité de l'image astronomique obtenue : r_0 mesure la taille de la zone cohérente de turbulence. θ_0 indique la zone angulaire du ciel sur laquelle les corrections (par exemple en optique adaptative) restent valables. Ainsi, cette image explique la base physique des distorsions observées dans l'astronomie depuis le sol et leur correction grâce aux systèmes d'optique adaptative.

Les conditions atmosphériques sont meilleures lorsque le paramètre Fried est plus élevé.

Le paramètre de Fried a une valeur typique de 10 cm et une longueur d'onde optique de 500 nm sur un bon site d'observation, il est plus grand dans certains sites de haute qualité (dans les déserts et en altitude, là où les nouveaux observatoires sont construits), mais il ne dépasse jamais 50 cm. Le paramètre de Fried doit théoriquement varier avec la longueur d'onde comme $\lambda^{6/5}$. Par conséquent, pour les longueurs d'onde infrarouges proches (2.5 μm) le paramètre de Fried doit être de 70 cm alors r_0 est un paramètre chromatique (Plus la longueur d'onde est réduite, plus les impacts de la turbulence sur les images deviennent significatifs) [7,14,38,44].

En présence de turbulence atmosphérique, un télescope de 8,2 mètres peut avoir une résolution équivalente à celle d'un télescope de 10 cm, en raison de la dégradation causée par l'atmosphère. Ce phénomène est décrit par le paramètre r_0 , qui est chromatique : plus la longueur d'onde est courte, plus les effets de la turbulence sur les images sont importants [38].

r_0 est exprimé en termes de l'énergie optique de la turbulence, caractérisée par la constante structurelle 2 (h) des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air fournies par [7,27,38]:

$$r_0 = [16.7 \lambda^{-2} \int_0^{+\infty} C_n^2(h) \delta h]^{-3/5} \quad (1.39)$$

La qualité de l'image au foyer d'un télescope est exprimée par un paramètre qui correspond à la largeur à mi-hauteur de la tache de diffraction. Dierickx (1992) a calculé ce paramètre en fonction du paramètre de Fried, qui est le seeing S [44,86]:

$$S = \frac{\lambda}{r_0} \quad (1.40)$$

1.6.3. L'angle d'isoplanétisme

L'angle d'isoplanétisme est l'angle entre deux rayons lumineux provenant du même objet, ainsi le domaine isoplanétisme est le champ défini par l'angle d'isoplanétisme [32,21,86].

Les faisceaux ne subissent pas la même quantité de turbulence, ce qui provoque une décorrélation des phases selon l'angle θ . Il est crucial de séparer spatialement les faisceaux à l'altitude h , elle est écrite comme $r_0 = \theta_0 h$ [21,44].

C'est-à-dire si l'angle est petit ($r_0 < L_0$) La région turbulente est positionnée près de la pupille, et les rayons lumineux traversent des zones de turbulence similaires, ce qui fait que les distorsions des fronts d'onde qui atteignent la pupille demeurent corrélées (ce qui mesure la cohérence spatiale et angulaire du front d'onde)[21,86].

Lorsque l'angle apparent de l'objet observé est grand ($r_0 > L_0$), les faisceaux seront perturbés par des dégradations atmosphériques complètement différentes il résulte est une décorrélation des fronts d'onde arrivant sur la pupille on parle alors d'anisoplanétisme. [21,86]

Selon Fried, l'angle isoplanétique est lié à la variance de phase et est exprimé en fonction du profil de turbulence. De plus, l'angle critique qui détermine la variation de la dégradation atmosphérique est défini par la relation suivante[86]:

$$\theta_0 = \left(2.905 k^2 \int_0^{+\infty} C_n^2(h) h^{5/3} \delta h \right)^{-3/5} \quad (1.41)$$

L'angle isoplanétique θ_0 , dépend de l'altitude H caractéristique des couches turbulentes et le paramètre de Fried r_0 . [44,86] par :

$$\theta_0 = 0.314 \frac{r_0}{H} \quad (1.42)$$

Ou H donné par :

$$H = \left[\frac{\int_0^{+\infty} C_n^2(h) h^{5/3} \delta h}{\int_0^{+\infty} C_n^2(h) \delta h} \right]^{3/5} \quad (1.43)$$

La zone du ciel où la correction optique adaptative est efficace est déterminée par l'angle isoplanatique. Cela implique que l'optique adaptative peut corriger des champs beaucoup plus larges (et donc des objets plus étendus) dans l'infrarouge que dans l'optique, ce qui rend la technique beaucoup plus attrayante dans l'infrarouge [44, 32, 21, 86].

Comme discuté ci-dessous, l'angle isoplanatique accru dans l'infrarouge signifie que beaucoup plus d'étoiles guides naturelles sont disponibles.

1.6.4. L'échelle externe L_0

Afin d'expliquer les grandes échelles spatiales du front d'onde perturbé capté au sol, on introduit la notion d'échelle externe de cohérence spatiale L_0 [20, 7, 32, 86]

Dans le modèle de Kolmogorov (Section 2.2.1), l'échelle externe $L_0(h)$ Elle représente la dimension typique les tourbillons les plus puissants à l'origine de la turbulence dans chaque stratum de l'atmosphère, selon l'altitude h . [44, 38, 86]

L'échelle externe du front d'onde L_0 est fixée en combinant les échelles externes locales des strates turbulentes $L_0(h)$ pondérées par le profil de la constante structurale des fluctuations de l'indice de réfraction $C_n^2(h)$ [38, 32, 74]

$$L_0^{-1/3} = \frac{\int_0^{+\infty} L_0(h)^{-1/3} C_n^2(h) \delta h}{\int_0^{+\infty} C_n^2(h) \delta h} \quad (1.44)$$

Plusieurs types d'observations astronomiques (astrométrie, imagerie) impliquent le paramètre d'échelle externe L_0 lié aux basses fréquences spatiales des déformations du front d'onde mesurées au niveau du sol. La valeur de L_0 influence les performances d'un système d'optique adaptatif. La connaissance de L_0 est essentielle pour la définition d'un système de stabilisation des franges en interférométrie à grande base.

Il convient de noter que la valeur de ce paramètre fluctue largement entre quelques mètres et des centaines de mètres, selon le lieu d'observation, les conditions météorologiques et la technique employée pour sa mesure. [38, 21, 32].

1.6.5. Le temps de cohérence

Étant donné que la turbulence dynamique est un phénomène qui fluctue au cours du temps, les déformations du front d'onde détecté au sol, qui décrivent la turbulence optique [44, 32].

Le paramètre τ_0 , également appelé durée pendant laquelle la phase du front d'onde ne varie pas de plus d'un radian, correspond à la période requise pour que le front d'onde se déplace sur une distance équivalente à la taille du paramètre Fried r_0 . (la valeur du temps de cohérence est chromatique) au niveau du sol [44,74]:

$$\tau_0 \simeq 0.314 \frac{r_0}{v} \quad (1.45)$$

où v (en m/s) est la vitesse horizontale moyenne des couches turbulentes pondérée par l'indice de structure de l'indice de réfraction $C_n^2(h)$.

1.7 Conclusion

Dans ce premier chapitre, intitulé «L'optique atmosphérique et la propagation des ondes lumineuses», Nous avons présenté les principes théoriques fondamentaux de la turbulence optique et les processus de diffusion des ondes lumineuses dans une atmosphère turbulente. Divers modèles de turbulence ont été également présentés [86].

Les principaux paramètres permettant de caractériser les conditions d'observation et d'évaluer l'influence de la turbulence atmosphérique sur le front d'onde ont été définis [86].

Enfin L'analyse des variations d'angles d'arrivée a été mise en avant, en particulier dans le contexte de l'examen de l'influence de la turbulence sur la génération des images astronomiques.[86].

Chapitre 2

Formation d'image par les télescopes en présence de turbulence

La qualité des images créées par les instruments sur le sol s'en détériore, le but de ce chapitre est de rappeler comment la turbulence (la réponse impulsionnelle) forme l'image du front d'onde déformé dans les télescopes à partir d'un outil principal (la simulation). Ensuite, l'étude des variations du bord solaire (la fonction d'assombrissement centre-bord) est un outil efficace pour estimer les paramètres de la turbulence atmosphérique en utilisant l'analyse statistique des fluctuations d'angle d'arrivée du front d'onde perturbée [86].

2.1. Formation d'image en présence de turbulence

Les images obtenues à l'aide de télescopes au sol sont brouillées suite à l'action de deux effets principaux, un effet instrumentale et un autre effet atmosphérique introduisant le filtrage du à la turbulence atmosphérique [86].

2.1.1. L'effet instrumental (la diffraction)

La réponse du système optique présenté dans l'image est le résultat de l'ouverture finie de l'instrument (pupille), qui n'est pas simple, mais est analysée par le processus de diffraction (le phénomène par lequel les rayons lumineux d'une source ponctuelle sont déviés de leurs trajectoires et basées sur les interférences lumineuses émises), [86] l'image de diffraction appelée disque d'Airy est un disque central brillant entouré de nombreux anneaux concentriques décroissants rapidement, cette distribution d'intensité est décrite par la réponse du système optique (téléscope) les Anglais fonction d'étalement de points (PSF) provoquée par la diffraction[86].

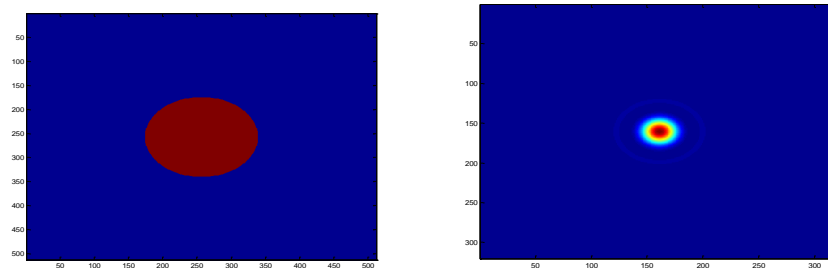


Fig.2. 1. Comparaison entre la pupille d'un télescope et sa réponse instrumentale

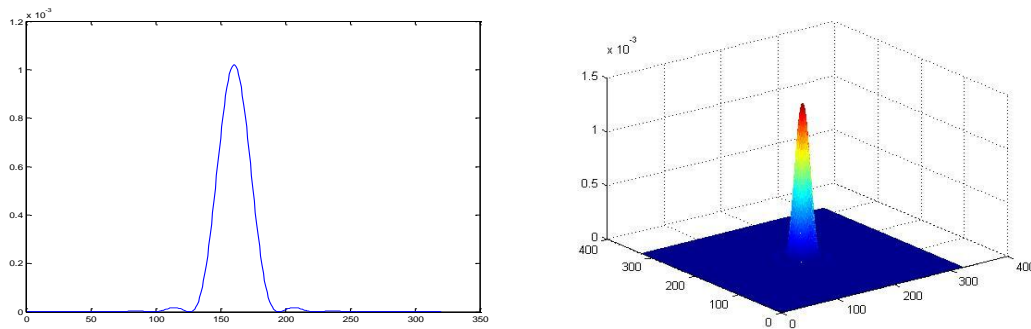


Fig.2. 2.La réponse d'un télescope (tache d'Airy) à gauche (3D), à droite une coupe de la réponse d'un télescope [86]

2.1.2. L'effet atmosphérique

Les perturbations atmosphériques sont la principale cause de dégradation de la qualité des mesures astronomiques (par exemple du Soleil) et réduisent la masse du front d'onde entrant. Cette modélisation de turbulence a pour but de produire des turbulences atmosphériques, qui sont par la suite matérialisées sous forme d'écran (figure 2.3)[86]

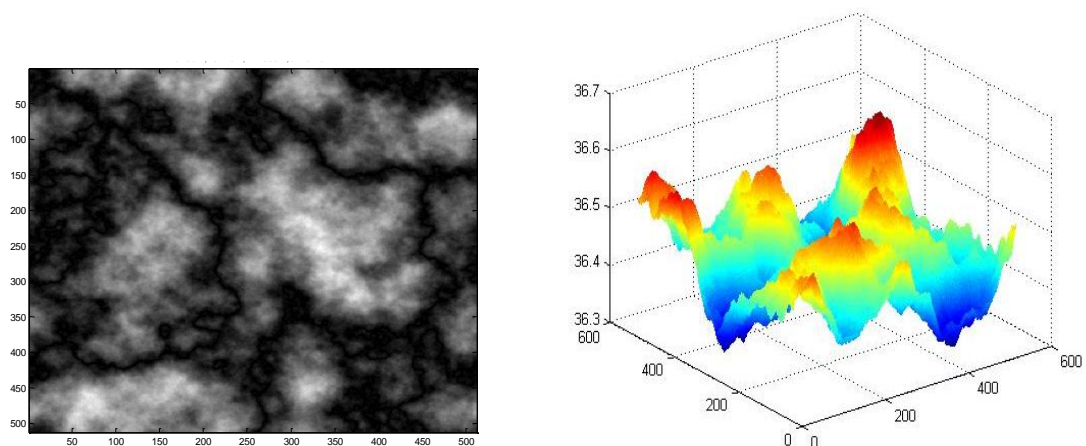


Fig.2. 3.Simulation numérique d'un écran de phase atmosphérique

L'image représente une carte simulée de phase atmosphérique générée pour modéliser les effets de la turbulence optique sur la propagation de la lumière. Les zones claires correspondent à des déphasages positifs de l'onde lumineuse. Les zones sombres indiquent des déphasages négatifs. Cette structure granuleuse est caractéristique d'une turbulence modélisée par la statistique de Kolmogorov, où les fluctuations de l'indice de réfraction induisent des distorsions dans les fronts d'onde. Ces écrans de phase sont utilisés dans les simulations d'optique adaptative pour tester et développer des algorithmes de correction de la turbulence atmosphérique dans les observations astronomiques.

2.1.3. La réponse impulsionnelle de L'ensemble atmosphère-instrument

Théoriquement, l'image d'un objet observé à travers la turbulence lorsque le temps de pose est plus grand, appelée image longue pose « l'agitation » se traduit par le produit de convolution de l'image non perturbé (sans turbulence) par la réponse impulsionnelle de l'ensemble constitué par le système d'observation et par l'atmosphère (PSF). La représentation de la fonction de transfert optique pour le système instrument-atmosphère en longue exposition peut être réalisée comme étant le produit de la fonction de transfert atmosphérique et la fonction de transfert d'un instrument, tel qu'un télescope, est déterminée par l'autocorrélation de la fonction d'ouverture de la pupille P_0 [86]

On remarque que :

- Pour un petit télescope ($D \ll r_0$), les effets de la turbulence sont négligeables
- Pour un télescope de ($D \gg r_0$), les effets de l'instrument sont négligeables

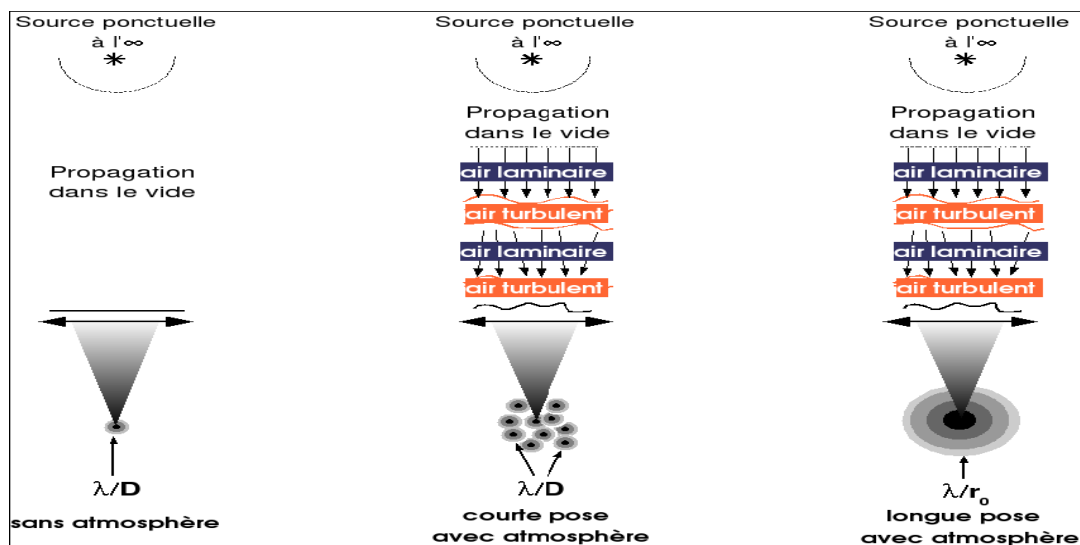


Fig.2. 4. Effet de la turbulence atmosphérique sur l'image d'une source ponctuelle

Cette figure compare la qualité d'image d'une étoile observée avec et sans atmosphère terrestre : À gauche (sans atmosphère) : dans le vide, une source ponctuelle produit une tache de diffraction nette de diamètre $\sim \lambda/D$ (où λ est la longueur d'onde et D le diamètre du télescope). Au centre (courte pose avec atmosphère) : la lumière traverse des couches d'air laminaire et turbulent. Les fronts d'onde se déforment, produisant plusieurs taches brillantes instables (« speckles »). À droite (longue pose avec atmosphère) : l'effet des turbulences moyennées dans le temps élargit l'image en un disque de seeing de diamètre $\sim \lambda/r_0$ (où r_0 est le paramètre de cohérence de Fried). Ainsi, l'atmosphère limite la résolution des télescopes au sol et dégrade fortement l'imagerie astronomique sans correction par l'optique adaptative.

2.1.4 L'influence de la turbulence atmosphérique sur les images du bord solaire

Les images de bord solaire longue ou courte pose sont dégradées par l'atmosphère et parfois par l'optique de l'instrument [25] [43][86].

2.1.4.1 L'assombrissement centre – bord

On sait que le soleil est une sphère gazeuse avec des couches externes moins denses et plus chaudes que les couches internes, ce qui signifie que le rayonnement de bord sera moins intense qu'au centre. En effet, un rayon partant du centre vers nous traverse moins les couches externes (l'atmosphère solaire) qu'un rayon partant du bord vers nous[86]. Par conséquent, il a moins de chance d'être observé. Le bord devient plus foncé que le centre du disque. C'est l'assombrissement centre-bord (Limb darkening [1] ; par conséquent, le soleil dans le ciel est plus brillant comme un disque qu'au voisinage du limbe(figure 2.5) [5 ,18,26,86].

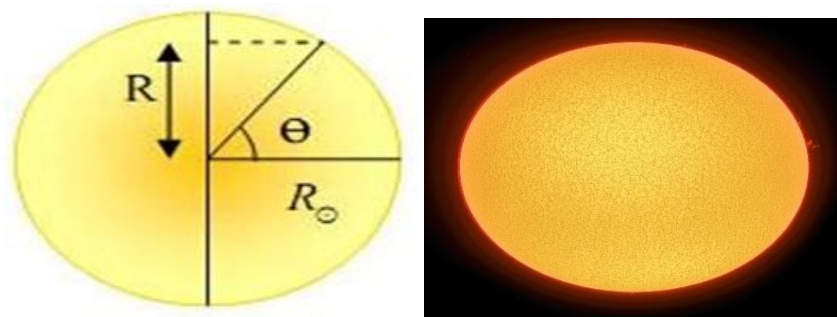


Fig.2. 5.Représentation géométrique et observation du Soleil

La première image est un schéma géométrique du Soleil montrant son rayon (R_0) et l'angle (θ). Ce type de représentation est utilisé pour calculer la position angulaire ou la luminosité relative en fonction de l'angle d'observation sur le disque solaire. La deuxième image est une photographie réelle du Soleil prise dans le domaine visible. On y observe la surface lumineuse (photosphère) et certaines protubérances en bordure. Ces deux images

illustrent la complémentarité entre la modélisation théorique (par schémas géométriques et calculs astrophysiques) et l'observation directe du Soleil (par imagerie astronomique).

Les mesures expérimentales de l'intensité en chaque point du disque solaire sont basées sur un modèle d'obscurcissement à bord central qui prend la forme de la fonction empirique $\mu = \cos\theta$ (où θ est l'angle entre la position choisie sur la surface solaire et la longueur d'onde). Les mesures d'intensité (approximations de la fonction centre-bord) pour différentes longueurs d'onde montrent que le diamètre observé dans le domaine des radiofréquences est environ huit fois plus grand que le diamètre observé dans le domaine visible. La détermination du diamètre est également entachée d'incertitude [18,27,86].

La qualité et la nouveauté des données obtenues par la caméra CCD (qu'il est maintenant possible de fournir) pour le diamètre solaire observé donne une idée de l'influence atmosphérique. En d'autres termes, l'influence de l'atmosphère sur les observations [39 ,48,40 ,86].

2.1.4.2 Les modèles de calcul de l'assombrissement centre – bord

L'assombrissement du bord central est souvent étudié à l'aide d'un modèle dans lequel une distribution d'intensité est adaptée, décrite sous la forme d'une distribution polynomiale [5] [6] [18] :

$$I(\lambda, R) = I(\lambda, 0) \sum_{j=0}^N a_j \mu^j \quad (2.1)$$

Où $I(\lambda, 0)$ et a_j sont les constantes du modèle et μ le cosinus de l'angle entre la normale et la direction d'observation ; tout en sachant que [7 ,40 ,38 ,86] :

$$\mu = \cos \theta = \sqrt{1 - \left(\frac{R}{R_0}\right)^2} \quad (2.2)$$

R : l'origine du rayon angulaire dans la distribution θ des rayonnements incidents se situe au centre du disque solaire apparent [86]. $R_0 = 959,63$ est Le rayon angulaire du disque solaire est déterminé pour une distance équivalente à une unité astronomique (1 AU = $1,495979 \cdot 10^{11}$ m) mais pour nos simulations, on prendra une valeur approximative de $R_0 = 960''$ [21,32,44,86]

$I(\lambda, 0)$ est l'intensité au centre du disque solaire (figure 2.6).

Une autre loi empirique peut réécrire ces fonctions de manière très simplifiée et qui ne dépend que d'un seul paramètre qu'on appelle d'Hestroffer – Magnan ; ce modèle s'écrit [86]:

$$I(\lambda, R) = I(\lambda, 0) \times \left[1 - \left(\frac{R}{R_0}\right)^2 \right] \frac{\alpha(\lambda)}{2} \quad (2.3)$$

$\alpha(\lambda)$ est un coefficient qui s'obtient par les deux équations (2.1) et (2.3) (paramètre d'Hestroffer – Magnan)[86].

Les deux modèles sont numériquement presque équivalents et vous donnent un bon ajustement aux valeurs réelles (mesurées) de l'assombrissement centre – bord[86].

On utilisera dans notre étude pour les simulations numériques des images du bord solaire le deuxième modèle qui est déterminé par l'équation (2.2). Neckel et ses collaborateurs ont fourni la valeur de α pour des longueurs d'onde spécifiques. Nous pouvons utiliser l'interpolation pour obtenir la valeur correspondant à la longueur d'onde qui nous concerne [5,7,40,38,86,50].

2.1.5. Imagerie de la périphérie solaire, avec et sans turbulences.

Pour établir le contour solaire sur la figure (2.6), il est primordial de caractériser précisément le modèle de turbulence optique, la fonction de réponse impulsionnelle de l'instrument ainsi que le modèle d'obscurcissement centre-bord [86].

En début pour approximation en considérant un bord sous la forme d'une fonction de Heaviside ; c'est-à-dire un bord qui présente pas d'assombrissement centre – bord continuez comme le soleil, cependant la variation de l'intensité dans cette fonction appliquée à un corps solide dépourvu d'atmosphère est prise en compte, tout comme la turbulence optique isoplanétaire (ne prenant en compte que l'effet de la turbulence près du sol) [86].

Dans la simulation d'un bord solaire, on ne tient compte que d'une section de l'image du centre jusqu'au bord, ce qui signifie qu'on ne retient qu'une colonne de l'image capturée par le CCD [86].

Dans le système de coordonnées cartésien, l'image du bord dans le champ visuel du télescope est caractérisée par les angles θ_x , qui s'étendent du centre vers le bord, et θ_y , qui sont alignés parallèlement au bord [5, 86]

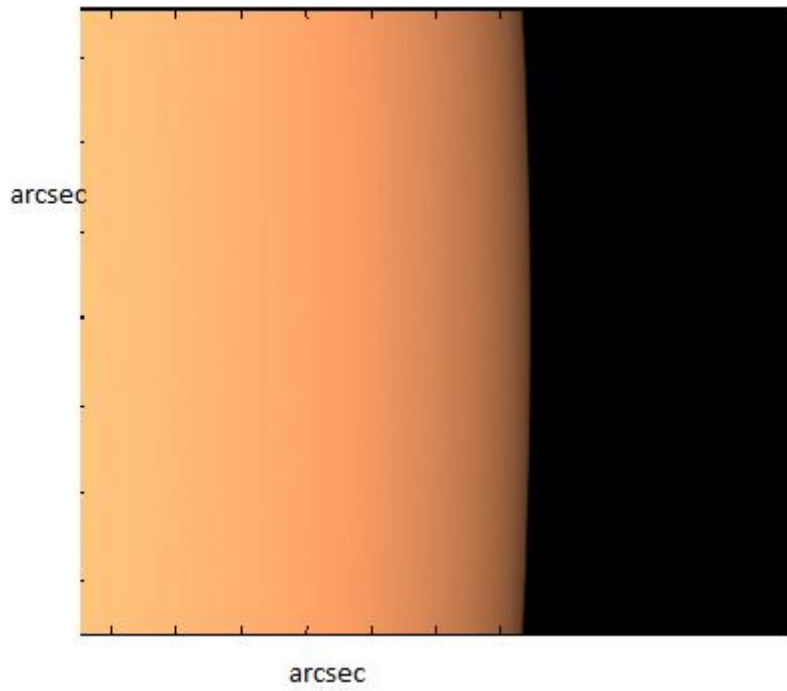
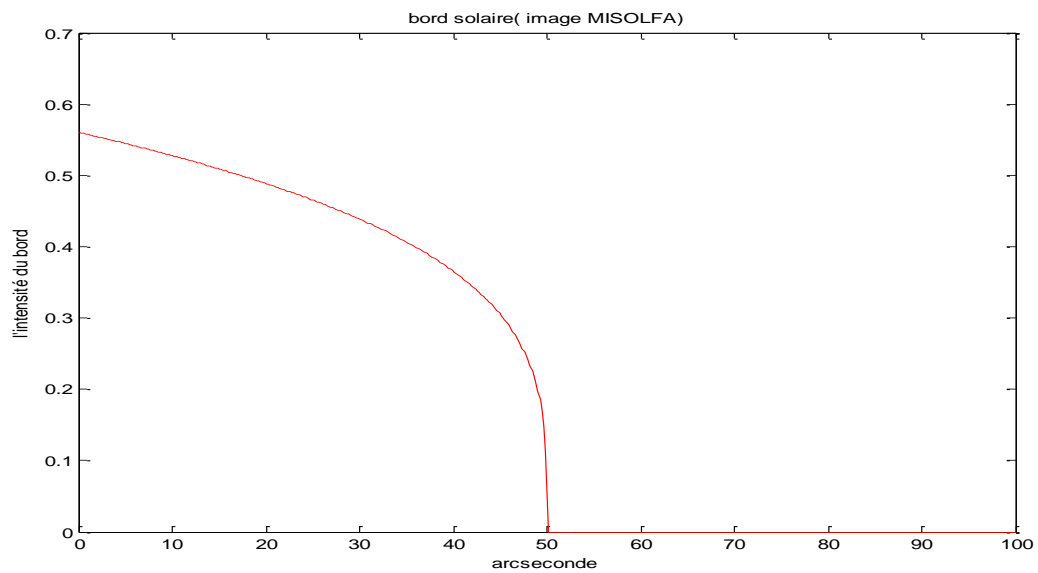


Fig.2. 6.Bord solaire

La fonction donnant la distribution d'intensité du centre vers le bord[7 ,38 ,40].

$I_{\sigma}(\theta_x, \theta_b)$ donnée par :

$$I_0(\theta_x - \theta_b) = \begin{cases} 0 & \theta_x < \theta_b \\ 1 & \theta_x \geq \theta_b \end{cases}$$



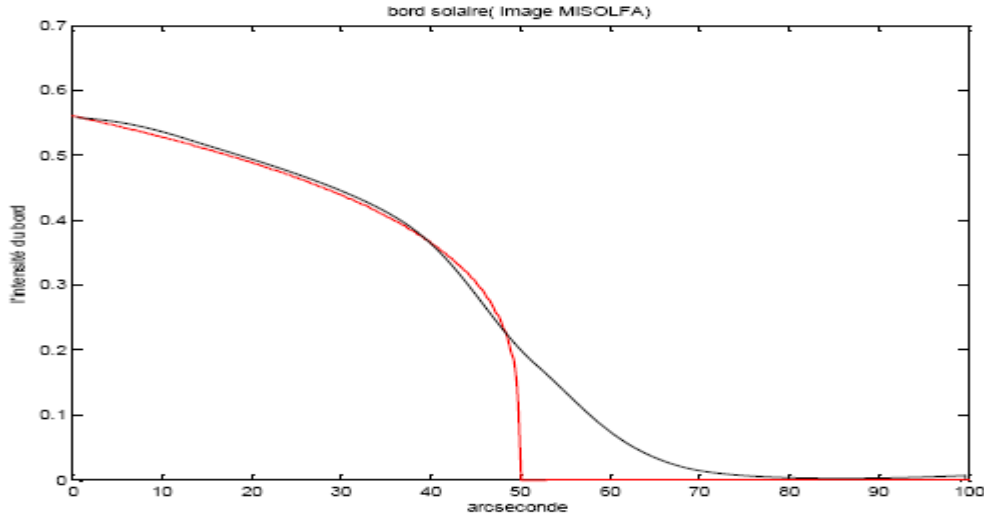


Fig.2. 7. Profil d'intensité en haut sans turbulence atmosphérique et profil d'intensité avec turbulence atmosphérique en bas

Il est connu que l'image à la position focale du télescope $I_{\sigma}(\theta_x, \theta_b)$ représente un produit de convolution entre la distribution d'intensité de l'objet et la réponse impulsionnelle instantanée fournie à une dimension par le PSF (normalisée et centrée) [38, 40, 7, 6, 18, 86] :

$$I_0(\theta_x) = I_0(\theta_x - \theta_b) \otimes PSF(\theta_x) \tag{2.4}$$

Pour plus de précision, l'effet de la turbulence optique sur des images instantanées du bord dans le cas isoplanétique se partage par deux phénomènes [86].

Le premier est visible s'appelle l'étalement à cause de longueur angulaire moyenne des PSF instantanée et le deuxième s'appelle l'agitation par rapport à une position moyenne de ce bord étalé et pour mesure ; ce dernier [86] (Elle a caractérisé l'agitation comme la variation de la position du centre de la PSF instantanée. On est tenté d'évaluer la localisation du point d'inflexion (qui indique l'endroit où le changement d'intensité est maximal) [7, 40, 38].

Pour déterminer le point d'inflexion, on suit un processus en deux phases :

Dans la première méthode, on effectue le calcul de la dérivée du profil d'intensité. Autrement dit, le point d'inflexion m'a été déterminé en identifiant la localisation du maximum de cette première dérivée et dans le second cas, en recourant à une seconde dérivation autour de cette première dérivée et en tentant de localiser l'endroit où la valeur zéro est atteinte pour cette seconde dérivée du profil d'intensité. [5, 18, 7, 40, 38].

Ceci passe forcément par une dérivation du bord c à d faire la dérivée de la fonction d'intensité $I(\theta_x)$ par rapport à θ_x [7,40]:

$$\frac{\partial}{\partial \theta_x} I(\theta_x) = \frac{\partial I_0(\theta_x - \theta_b)}{\partial \theta_x} \otimes PSF^{1D}(\theta_x) \tag{2.5}$$

Or la dérivation de la fonction Heaviside c'est la distribution impulsionnelle de Dirac $\delta(\theta_x - \theta_b)$ qui est définie par [7, 40, 38] :

$$\delta(\theta_x - \theta_b) = \begin{cases} 1 & \text{d'où } \{\theta_x, \theta_b\} = 1 \\ 0 & \theta_x \neq \theta_b \end{cases}$$

Donc l'équation (2.5) devient :

$$\frac{\partial I(\theta_x)}{\partial \theta_x} = \delta(\theta_x - \theta_b) \times PSF^{1D}(\theta_x) = PSF^{1D}(\theta_b) \quad (2.6)$$

Cela veut dire qu'en faisant du bord, on obtient exactement la PSF instantanée réduite à l'emplacement du bord [7, 40, 38] .

Les fluctuations de la position à photo-centre de la dériver ne donnent pas les mesures d'agitation de l'AA que parce que la dérivée du Heaviside est la fonction de Dirac [7, 40, 38] .

Dans la réalité, le bord solaire ne présente pas des continuités de luminosité comme un objet solide (bord lunaire) mais on doit prendre la fonction d'assombrissement centre – bord qui convolue la PSF instantanée (cas d'un bord obtenu à travers la turbulence optique c à d bord perturbé) [7, 40, 38, 86] .

On écrit alors :

$$\frac{\partial}{\partial \theta_x} I_x(\theta) = \delta(\theta_x - \theta_b) \times PSF^{1D}(\theta_x) \neq PSF^{1D}(\theta_b) \quad (2.7)$$

Il est évident que la dérivée du profil du bord solaire diffère de la PSF réduite, donc le calcul de l'emplacement du centre photo de cette dérivée engendre une erreur dans les mesures des fluctuations de l'AA.

Si le bord solaire est solide, la dérivée du bord est une fonction Dirac ; on peut retrouver cette configuration en convolant l'image du bord solaire par une fonction $C(x)$ qui est choisie de telle manière à ce que résultat sont identique à une convolution de la PSF réduite par la fonction de Dirac.

On écrit :

$$C(x) \otimes I_x(\theta_x) = C(x) \otimes [I_0(\theta_x) \otimes PSF^{1D}(\theta_x)] \quad (2.8)$$

Après l'utilisation du produit de convolution.

On a :

$$C(x) \otimes I_x(\theta_x) = [C(x) \otimes I_0(\theta_x)] \otimes PSF^{1D}(\theta_x) \quad (2.9)$$

En choisissant $C(x)$ d'une manière où :

$$C(x) \otimes I_x(\theta_x) = H.S \quad (2.10)$$

En dérivant l'équation (4.9), on a trouvé :

$$\frac{\partial}{\partial x}(C(x) \otimes I_x(\theta_x)) = \frac{\partial}{\partial x}[C(x) \otimes I_0(\theta_x)] \otimes PSF^{1D}(\theta_x) \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}[C(x) \otimes I_x(\theta_x)] = \delta(x) \otimes PSF^{1D} = PSF^{1D} \quad (2.12)$$

Ainsi, la dérivée du bord perturbé convoluée avec la fonction C(x) produit la PSF ; pour obtenir l'agitation calculée à partir de la PSF, nous allons d'abord déterminer l'agitation sur le bord convolué et ensuite appliquer la transformée de Fourier nous pouvons déterminer la fonction [7 ,40 ,38] : C(x) :

$$C(x) \otimes I_x(\theta_x) = H.S \Rightarrow \hat{C}(f) \times \hat{I}(f) = \hat{H}.S(f) \quad (2.13)$$

$$\text{Donc : } \hat{C}(f) = \frac{\hat{H}.S(f)}{\hat{I}(f)} \quad (2.14)$$

Et pour retrouver la fonction C(x), il suffit de faire la transformée de Fourier inverse[7 ,40 ,38] .

$$C(x) = TF^{-1} \left[\frac{\hat{H}.S(f)}{\hat{I}(f)} \right] \quad (2.15)$$

On a alors l'effet assombrissement (centre – bord) est corrigé par la fonction C(x) ; on va appliquer toutes les étapes précédentes c à d où les bords linéaires perturbés.

Jusqu'à présent, il a été question du phénomène d'agitation comme moyen de remonter aux caractéristiques de la turbulence atmosphérique. Ensuite, un autre effet induit par la turbulence sur les images du bord solaire a été discuté. [7, 40, 38]: L'étalement. L'étalement est un phénomène qui se manifeste dans le contexte des images à longue exposition. Étant donné que nous restons dans le cadre isoplanétique, il est possible de définir une image à longue exposition comme étant le produit de convolution de l'image du bord non perturbé avec [7 ,40 ,38] (PSF_{lp})

$$\beta_{lp}(x) = I(x) \otimes P_{lp}(x) \quad (2.16)$$

En utilisant la même étape comme pour l'agitation en faisant la dérivée de la fonction dans les deux cas avec et sans assombrissement. Puis on fait un ajustement Gaussien. On calcule la largeur à mi – hauteur (FWHM) par la fonction de Gausse [7 ,40 ,38] .

On extérieur la moyenne et l'écart type σ qui permet de donner la FWHM par l'expression suivante [7 ,40 ,38] : $FWHM = 2\sqrt{2Ln(2)}\sigma \approx 2.3548 \sigma$

Avec que la FWHM dépend par le paramètre de Fried, il est possible d'extraire ou estimation de r_0 .

2.2. Simulation du bord solaire bruité

L'étude de l'étalement et l'agitation du bord solaire permettent de trouver les paramètres de turbulence atmosphérique. Cependant, cela reste exact uniquement dans le scénario idéal où l'on néglige l'anisoplanétisme et le bruit. [7 ,40 ,38] , etc.

L'image est construite à partir des informations que fournit le capteur (CCD) au processeur de traitement. Le rôle du capteur (CCD) est de transformer une information lumineuse en signal électronique qui constitue l'élément de base pour la création de l'image [7 ,40 ,38] , le bruit est l'ensemble des dégradations perturbantes de ce signal électronique. On a plusieurs sources de bruits [5] [18]:

1. Les bruits intrinsèques (bruit de photons) : ils sont issus du caractère aléatoire de la génération de photons d'une source lumineuse [7 ,40 ,38] .
2. Les bruits extrinsèques : en plus de bruit intrinsèque à la production de la lumière qui correspond au détecteur, le bruit électronique induit par le détecteur, le bruit thermique est le plus important, généré par l'agitation thermique des électrons dans le capteur en l'absence de photons [7 ,40 ,38] d'autres bruits de lecture provenant de la conversion de la charge d'électron en tensions et par l'amplification de celui-ci, le bruit de lecture, de nature gaussienne, est négligeable devant le bruit thermique et aussi le bruit quantique qui apparaît comme une perturbation lors de toute mesure faite sur un système [7 ,40 ,38] .

Dans les modélisations numériques, nous prenons en compte un bruit aléatoire qui s'ajoute au signal d'origine et qui est statistiquement indépendant d'un pixel à l'autre, ce qui nous renvoie à l'exemple du bruit blanc.

Pour une image de N_x pixels ayant un pas d'échantillonnage angulaire Δx , la dérivée seconde du limbe $I(i)$ (où $i = 1 \dots N_x$) est obtenue en réalisant une différenciation successive [7 ,40 ,38,86] :

$$I'(i) = \Delta x^{-1} [I(i+1) - I(i)] \text{ Avec : } i = 1 \dots N_x - 1$$

La dérivation numérique revient toujours à soustraire deux quantités affectées par un bruit aléatoire [7 ,40 ,38] .

Le résultat en est que la présence du bruit dans les images contribue à une mauvaise définition du passage par zéro de la dérivation numérique du profil de bord. Elle montre qu'un filtrage du bruit sur les profils avant de passer à la différenciation est nécessaire pour

s'affranchir du bruit et détecter correctement la position du point d'inflexion étant donné que le bruit présent dans les images est un bruit additif (bruit blanc) alors, on écrit [7, 40, 38] :

$$C(x) \otimes I(x) = C(x) \otimes [I_0(x) \otimes PSF(x) + \text{bruit}]$$

On a trouvé après la dérivation :

$$\frac{\partial C(x)}{\partial x} \otimes I(x) = PSF + \frac{\partial C(x)}{\partial x} \otimes \text{bruit}$$

En d'autres termes, lorsque cette méthode est appliquée, le bruit est amplifié car il est convolué par la dérivée de la fonction $C(x)$. Les dérivées corrigées pour assombrir les bords, à leur tour, ne donnent pas la PSF exacte, mais la PSF plus le bruit, de sorte que le calcul du photocentre est affecté par le bruit, comme le montre la figure suivant [7].

En théorie, il est impossible de filtrer totalement un bruit blanc (qui possède un spectre continu) car cela affecterait également la forme du bord que nous tentons d'analyser. Un filtrage à basse fréquence serait comparable à une opération de lissage où les basses fréquences du bruit altéreraient aussi aléatoirement le profil du bord. On pourrait envisager d'associer ce filtrage à une modulation de la dérivée obtenue par une fonction gaussienne après avoir appliqué un seuil approprié. [7, 40, 38, 86] .

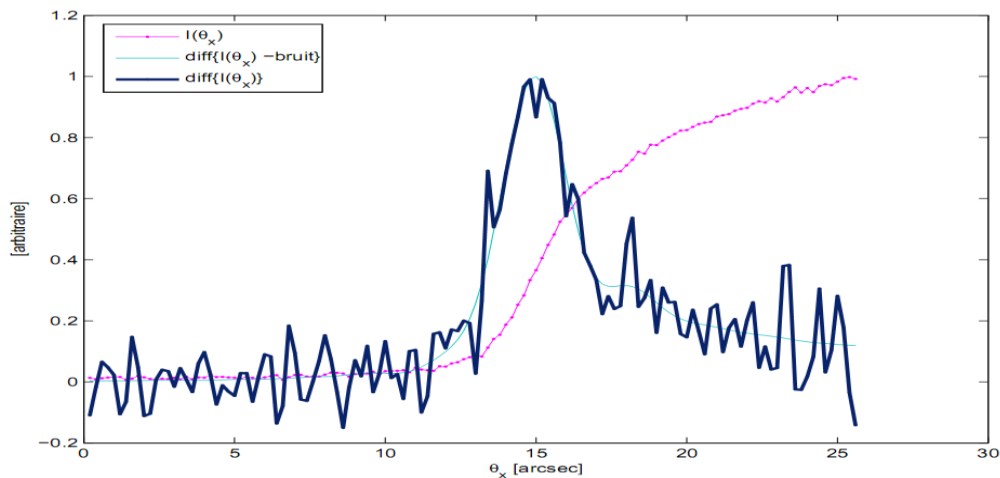


Fig.2. 8. Le bord en bleu foncé est dérivé numériquement du bord bruité en magenta. Dans ce cas, on a utilisé une petite pupille[7].

2-3 Conclusion

Dans ce chapitre les principaux facteurs ont été entraînés la dégradation des images obtenues à l'aide d'un télescope au sol, tels que l'impact du système optique et l'impact la turbulence entraînent la dégradation des images obtenues à l'aide d'un télescope au sol, tels que l'impact du système optique et l'impact la turbulence. J'ai aussi traité de la modélisation de la turbulence atmosphérique, où les changements temporels de la turbulence sont simulés en recourant aux approximations de turbulence figée. Il convient de préciser que l'une des phases d'affichage est à l'origine de la déformation du front d'onde, cette distorsion étant représentée par la densité spectrale des variations de phase .

les résultats majeurs de ce chapitre correspondent premièrement sur le paramètre de Fried où si $r_0 > D$ il y a seulement la diffraction et on obtient alors une tache d'Airy et si $r_0 < D$ on voit alors apparaître une structure éclatée en petits grains lumineux ou sombres appelés tavelures ou speckles, et deuxièmement sur les images obtenues en telles conditions, soit par de l'isoplanétisme c.à.d. que tous les pixels de l'image obtenue seront dégradés par la même réponse impulsionnelle (PSF) ce cas très rarement observable, mais il est plus simple à simuler, il va falloir générer le même front d'onde pour chaque pixel, soit par de l'anisoplanétisme, contrairement à l'isoplanétisme où chaque pixel de l'image obtenue sera dégradé par une réponse impulsionnelle (PSF) différents et ce cas très courant et il est généralement observable, mais il est le plus difficile à simuler, il va falloir générer un front d'onde différent pour chaque pixel ,

Une simulation des conséquences de la turbulence atmosphérique sur des images capturées en pose longue et en pose courte. Afin de restaurer les hautes résolutions angulaires, tout en étant dégradées par des zones de la couche turbulente.

Les fluctuations du bord solaire en utilisant l'agitation sur les images simulées en courte pose et l'étalement sur les images simulées en longue pose, la fonction d'assombrissement centre-bord détermine le contour, tandis que la fonction d'assombrissement centre-bord est liée à la longueur d'onde. Le résultat principal de ce chapitre est que la simulation du bord solaire est un outil essentiel pour mesurer les variations d'angle d'arrivée.

Chapitre 3

Les techniques d'observation à Haute Résolution Angulaire

La première lunette astronomique est officiellement dévoilée par Galilée en 1609, ce qui a entraîné une évolution constante des instruments d'optiques utilisés pour l'observation spatiale.

C'est grâce à eux que nous avons maintenant une telle connaissance de l'Univers et des astres qui le constituent.

La résolution – la distance minimale entre deux points contigus pour les distinguer – et la sensibilité – l'intensité minimale mesurable d'un signal lumineux – des instruments électroniques ont pu être améliorées grâce aux progrès technologiques. Cependant, la qualité des observations ne repose pas exclusivement sur les compétences propres à l'instrument.

Depuis la première pointe du ciel de Galilée, les progrès instrumentaux ont été considérables. Le premier concept optique, à savoir un ensemble de lentilles réfractives, a été remplacé par les télescopes réflectifs, puis par les catadioptriques. Les télescopes ont évolué de quelques centimètres à des dizaines de mètres tout au long de leur histoire. Sur les quatre derniers siècles, cette évolution est brièvement décrite dans la Fig. 4.1. Elle identifie également le point de transition où les télescopes actuels se trouvent : à la charnière entre les 10m et les 42m dans dix ans [38,7,41].

Les télescopes sont dimensionnés pour agrandir la surface de collecte en fonction du carré du diamètre. Il est donc possible d'anticiper la détection de photons provenant de sources de plus en plus distantes en quantité suffisante pour obtenir des informations. De plus, la résolution est inversement proportionnelle au diamètre optique du télescope, ce qui signifie que la faculté de distinguer deux points dans l'espace, pourvu qu'ils soient éloignés, dépend de la dimension des télescopes[82]. Toutefois, les spécificités de l'instrument ne sont pas la seule entrave à la fiabilité des observations. La turbulence atmosphérique dégrade les images, entraînant une diminution du contraste et de la résolution, rendant difficile de surpasser la performance de la lunette de Galilée [82, 38,7,41].

Donc une résolution théorique d'environ 0,015 secondes d'arc pour un télescope de 10 mètres est $4,16 \times 10^{-6}$ degrés. D'après cette limite théorique, un instrument « parfait » doit être fourni, sans aucun défaut qui pourrait diminuer sa résolution. Cependant, même un instrument idéal ne peut donner des observations à la résolution maximale en raison de la turbulence atmosphérique qui « floue » les images. Avec un diamètre de 10 m, les deux télescopes Keck à Hawaii ont une résolution équivalente à celle d'un télescope de 20 cm, sans correction des effets de la turbulence atmosphérique.

Il y a donc un problème important pour les observateurs : pourquoi développer des instruments de plus en plus avancés si leurs performances sont limitées par les conditions d'observation au sol?

La turbulence de l'atmosphère déstabilise la transmission des ondes lumineuses issues des corps célestes observés, entraînant des variations de phase qui déforment largement les images générées par les puissants télescopes astronomiques terrestres. [[38,7,41].

Plusieurs méthodes d'observation à haute résolution angulaire ont été développées afin de se débarrasser des conséquences de la turbulence. Elles fournissent une partie de l'information à haute fréquence spatiale filtrée par l'atmosphère. L'interférométrie des tavelures [80] est une méthode couramment employée pour stopper les effets de la turbulence en utilisant une série de poses courtes

Ces méthodes d'observation à haute résolution angulaire ont contribué à susciter de nouvelles questions essentielles telles que la nature de la matière noire ou l'existence de planètes qui seraient dehors du système solaire. Pour faire face à ces questions majeures, les astronomes étudient la construction d'un télescope de 30 à 100 m de diamètre[38,7,41 , 18].

Il est donc crucial de comprendre les effets de l'atmosphère à de grandes échelles spatiales.

Son rôle consiste à aider à sélectionner le site en analysant les conditions atmosphériques, ainsi qu'à trouver la conception optimale de ce télescope en fonction des techniques d'observation qui seront employées. [[38,7,41,32 ,14 ,18].

Suite au traitement des images, elle fournit l'information à haute fréquence spatiale, cependant cela complique la restitution de la phase de l'objet observé. Durant les deux dernières décennies, l'optique adaptative a progressé de manière significative grâce à sa capacité à rectifier en direct une grande portion des distorsions du front d'onde. La méthode des « Lucky exposures » (D.L. Fried 1978 [56]) implique la sélection d'images de haute qualité dont la probabilité d'acquisition diminue fortement à mesure que le diamètre du télescope augmente. [38, 18]..

En utilisant l'interférométrie directe, il est possible d'obtenir des informations à haute résolution angulaire sur l'objet observé. Son fonctionnement est limité par les influences de l'environnement. On peut analyser les déformations spatiales aux grandes échelles du front d'onde en utilisant les grandes bases de mesure disponibles. Ces grandes déformations et l'extraction des paramètres atmosphériques correspondants sont étudiés dans la suite à l'aide d'un type spécifique d'interféromètre, qui fonctionne en recombinaison multi-axiale en mode cohérencé. L'analyse des déformations du front d'onde à grande échelle peut donc servir à

améliorer toutes les méthodes d'observation HRA. Puis, quelques éléments concernant l'amélioration des systèmes d'optique adaptative par la compréhension des déformations aux grandes échelles du front d'onde sont abordés [38 ,18].

Alors l'optique adaptative offre la possibilité de résoudre ces perturbations. Il s'agit d'une discipline relativement nouvelle et en plein essor de l'instrumentation astronomique.

L'objectif de ce chapitre est d'étudier les techniques d'observation à Haute Résolution Angulaire [38 ,18,41].

Avec une description globale sans approfondir les détails techniques trop complexes

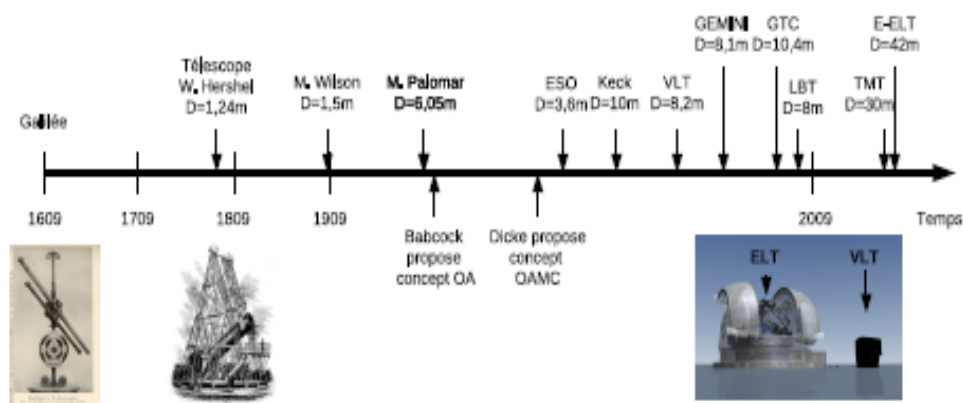


Fig. 3. 1. Brève chronologie de l'évolution des télescopes depuis que Galilée.

Il y a 400 ans, a dirigé pour la première fois une lunette astronomique vers le ciel en 1609. Depuis l'introduction de la technologie OA par Babcock en 1953, seuls les télescopes dotés de cette innovation se trouvent sur la droite. La liste n'est pas complète. Images sans droits d'auteur[81].

3.1 Interférométrie optique

En 1868 pour la première fois, Fizeau propose que les diamètres stellaires pourraient être évalués par interférométrie.

L'interférométrie stellaire est développée par Michelson de manière autonome. Il le sert à l'évaluation des satellites de Jupiter (1891) et Bételgeuse (1921).

Il n'y a pas de développement important avant les années 1970. Il y a eu la création d'interféromètres distincts et de systèmes de montage communs.

Actuellement, on compte environ 7 interféromètres optiques à petite ouverture et trois interféromètres à grande ouverture (Keck, VLTI et LBT).



Fig. 3. 2. Un interféromètre Michelson de 20 pieds (~6m) monté sur le châssis du télescope Hooker de 100 pouces (~2m50), 1920[81].

Les interféromètres sont des dispositifs utilisés pour mesurer l'interférence des ondes électromagnétiques ou acoustiques, car ces ondes sont caractérisées par leur amplitude, leur fréquence, leur phase et leur dépendance au temps et à l'espace. Il est possible de profiter de la modification de l'amplitude de deux ondes qui se superposent et des conséquences qui en résultent, ou modification de la fréquence de deux ondes qui se superposent et de la fréquence issue de l'onde combinée, ou variation du décalage de phase entre deux ondes qui se rencontrent dans un espace spatial donné. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser le front d'onde, qui est l'endroit géométrique où se trouvent les points de phase égale.

Les compteurs de la première catégorie d'interféromètres sont basés sur la segmentation du front d'onde et le calcul de la différence de trajet entre deux ondes.

- a. L'interféromètre à deux fentes de Young (Young's two-slit) est le premier interféromètre connu à démontrer la nature ondulatoire de la lumière. Son expérience, réalisée en 1801 par le physicien britannique Thomas Young, a démontré que deux ondes lumineuses superposées interféraient pour former des franges d'interférence successives claires et sombres, ce qui contredit la vision corpusculaire alors prédominante. Cette expérience a été encore plus importante, car elle a permis de déterminer la longueur d'onde de la lumière.

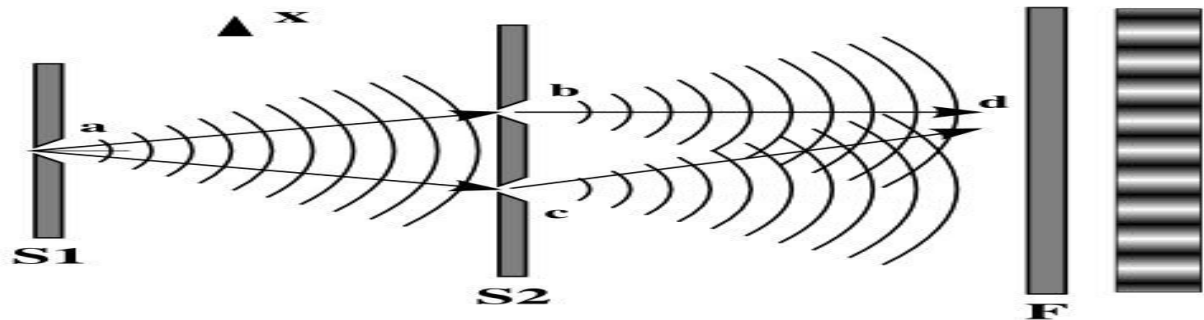


Fig. 3. 3.Fentes de Young et les franges

La base de cette expérience est illustrée dans Fig (4.3), où la lumière s'écoule d'une source monochromatique sur une ouverture rectangulaire.

(a) est étroit et situé à une distance adéquate de cette dernière. Le principe de Christiaan Huygens stipule que chaque point du front d'onde qui se trouve à proximité de l'ouverture est une source d'ondes émises sous forme d'hémisphères qui tombent sur une plaque sombre où sont contenues des ondes. Deux ouvertures rectangulaires étroites et rapprochées, (b) et (c), qui deviennent à leur tour des sources secondaires d'ondes hémisphériques interconnectées, car elles partagent la même fréquence et la même phase. En effet, elles reçoivent la lumière d'une seule source, (a), et ont également la même amplitude car les deux ouvertures ont la même amplitude.

(b)

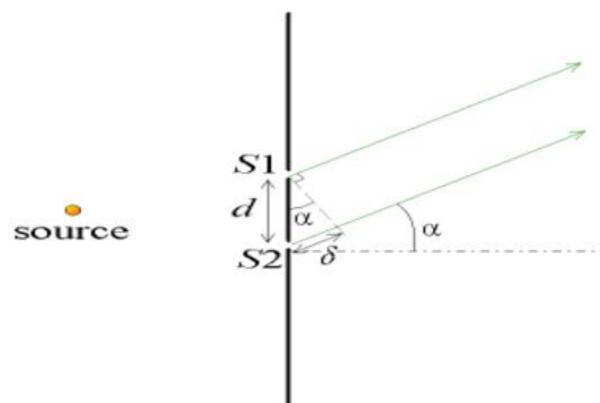


Fig. 3. 4. La différence de marche

La différence de marche ou' la distance entre deux rayons qui interfèrent entre eux est de :

$$\delta = d \cdot \sin \alpha \sim d \cdot \alpha$$

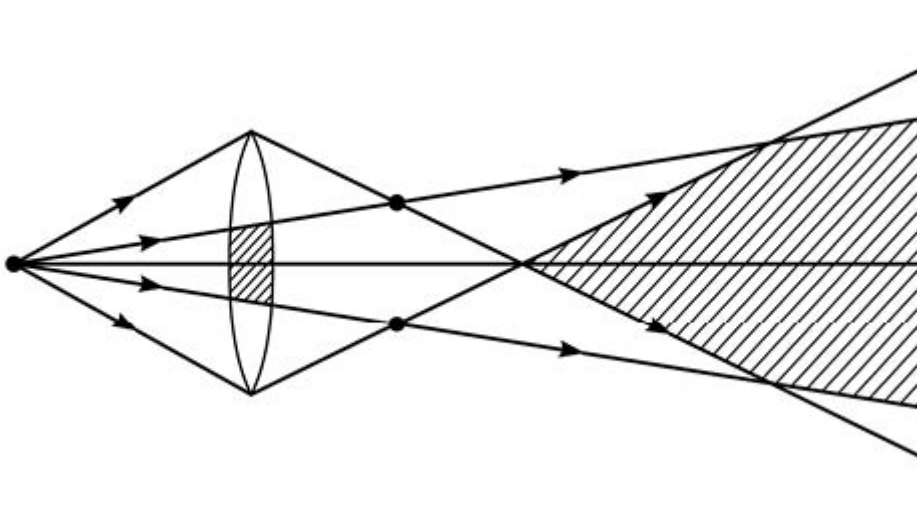
Le même raisonnement fournit un angle entre les franges de λ/d .

Ces résultats conduisent à ces constatations :

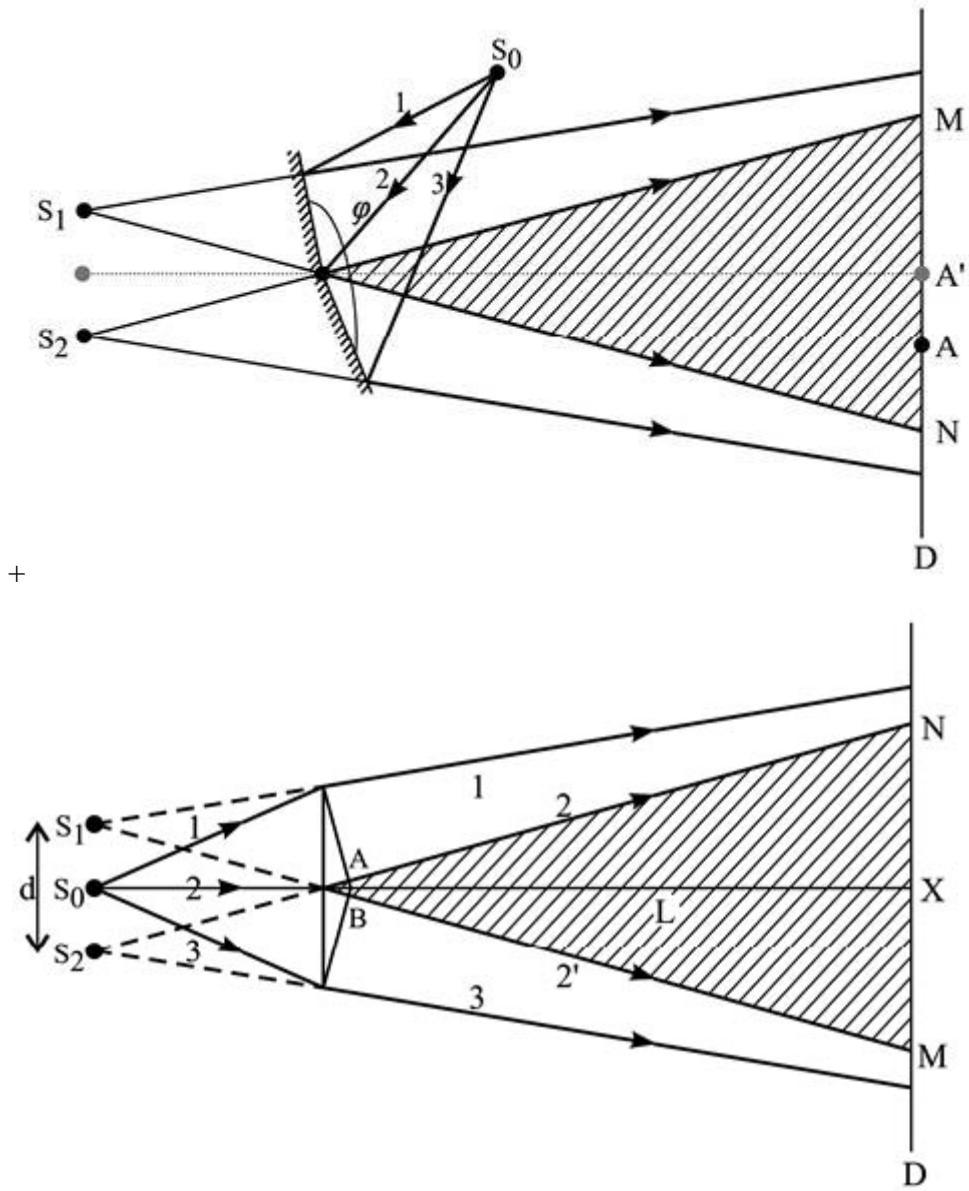
- plus les fentes sont éloignées l'une de l'autre, plus les franges sont rapprochées ;
- plus l'écran est éloigné, plus les franges sont espacées.

Les deux ouvertures diffusent une transmission qui se chevauche dans la zone. Les points tels que p représentent la différence de trajet et d'autres sont différents en fonction du x au milieu. Ainsi, vous pouvez soit renforcer certains d'entre eux, créant ainsi des zones de clarté, soit affaiblir certains d'entre eux, créant ainsi des zones de clarté. Les rayons éparpillés par le parcours sont des limites grandes, et les points éparpillés par le parcours sont des limites petites. À distance entre les deux ouvertures, la frange centrale est une frange trompeuse. Effectivement, la distance parcourue par les deux ondes et depuis les deux fentes jusqu'à ce point est radicale, c'est-à-dire que la distance de trajet est nulle.

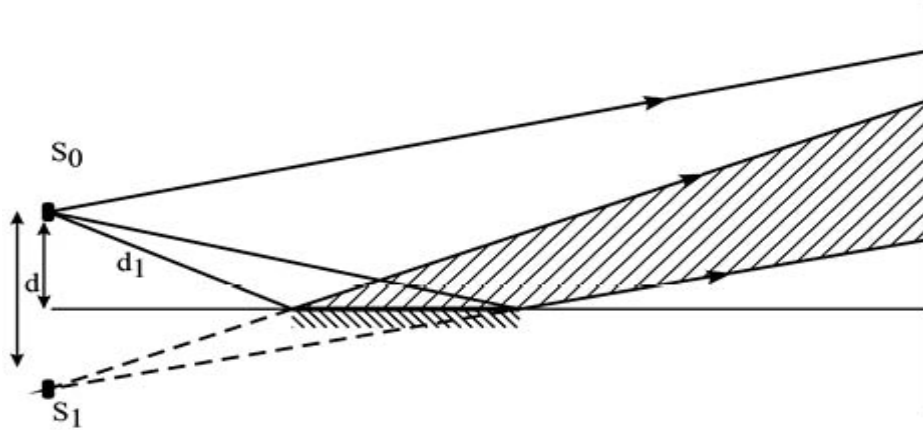
- b. Les bi-lentilles billettes sont utilisées pour créer une véritable silhouette de la source d'origine, ce qui permet aux silhouettes s_1 et s_2 d'agir comme des sources et d'avoir des franges d'interférence dans la région rayée.



- c. Un prisme et un miroir de Fresnel, dans lesquels les deux sources sont fictives, mais cela n'aura pas d'incidence sur la formation des franges, mais sur leur espacement parce que la barrière est loin d'eux.



- d. La mesure du miroir Lloyd, où une source est réelle et l'autre imaginaire, avait pour principal avantage de montrer qu'une onde réfléchie par une surface séparant un milieu plus fracturé que le milieu des fleurs modifierait d'une grande quantité la différence de marche ou la différence de phase entre chacune d'elles.



2) La deuxième classe d'interféromètres est constituée des compteurs qui fonctionnent en segmentant l'amplitude des ondes :

a / Un interféromètre de Michelson

Il est composé d'un splitter (miroir semi-argenté) et de deux miroirs. Lorsque la lumière traverse le miroir semi-argenté/séparateur de faisceau (partiellement réfléchissant), elle est séparée en deux faisceaux ayant des chemins optiques différents (l'un vers le miroir 1, l'autre vers le miroir 2)[86].

Ces faisceaux, réfléchis par les miroirs, se regroupent au niveau du séparateur de faisceau avant d'atteindre le détecteur. Ces deux faisceaux présentent des chemins optiques différents, ce qui entraîne une variation de phase qui entraîne des franges d'interférence. Le détecteur examine ensuite ce diagramme pour évaluer les propriétés des ondes, les caractéristiques des matériaux ou le déplacement d'un des miroirs (en fonction de la mesure que l'interféromètre doit réaliser)[86].

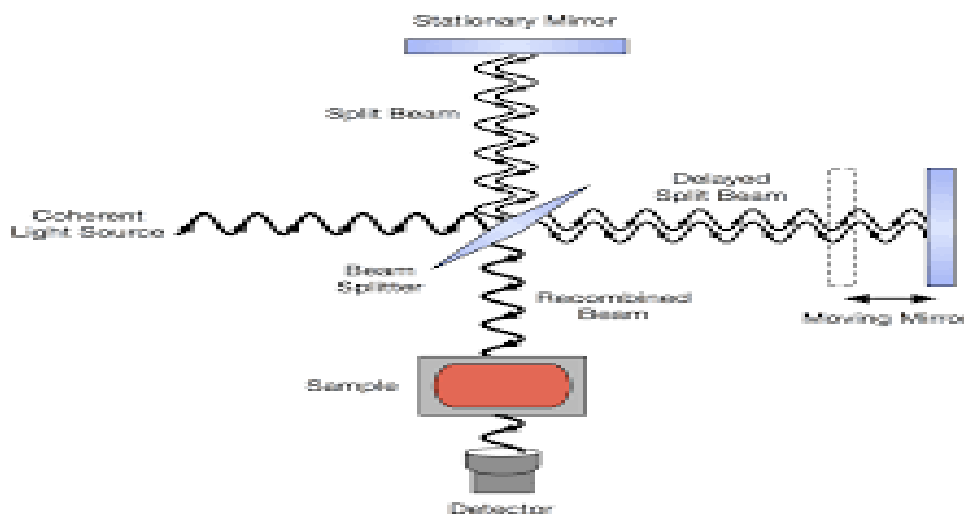


Fig. 3. 5. L'interféromètre de Michelson

b. Interféromètre Mack-Zender :

C'est un interféromètre semblable au compteur de Michelson, mais avec deux séparateurs de faisceaux (beam splitter), le premier séparateur de faisceau servant à diviser le faisceau lumineux en deux faisceaux lumineux qui se déplacent sur des chemins différents pour revenir à l'unité lorsqu'ils traversent le deuxième séparateur de faisceau[79].

c. Interféromètre Jamin

Il est utilisé pour trouver l'indice de réfraction de la lumière pour un milieu dans différentes conditions de pression, de température et d'humidité.

d. Interféromètre Fabry-Pérot

Dans celui-ci, les parois internes de deux panneaux de verre sont recouvertes afin de garantir la présence d'un grand nombre de rayons transmis et réfléchis d'intensités similaires, qui constituent le motif d'interférence dans les situations de réflexion et de passage[79].

3). Interféromètres qui dépendent de l'interférence d'ondes de différentes fréquences

Où la fréquence d'un premier signal est décalée pour obtenir une nouvelle fréquence qui est mélangée à la fréquence d'un deuxième signal et est utilisée dans le domaine radio, et cela peut être modifié dans les interféromètres astronomiques. La mesure se compose de deux ou plusieurs télescopes séparés dont les signaux sont combinés, donnant une précision équivalente à la précision donnée par un seul moniteur d'un diamètre égal à la distance maximale entre eux, ce qui améliore la capacité de séparation pour distinguer les éléments observés [79].

En bref, on peut classer les interféromètres en deux catégories :

- Les interféromètres basés sur la division du front d'onde fondamental sont basés sur l'utilisation de barrières (ou miroirs), La barrière agit comme une source secondaire d'ondes qui se chevauchent et interfèrent mutuellement. Des exemples incluent le dispositif à double fente de Young, le biprisme de Fresnel, le miroir de Lloyd et l'interféromètre Rayleigh.
- Les interféromètres à division d'amplitude utilisent la réflexion partielle uniquement pour diviser l'amplitude de l'onde fondamentale. Cela implique de diviser l'onde en deux ou plusieurs parties ayant le même front d'onde, mais avec une amplitude inférieure. Ces parties se déplacent sur différents chemins avant de revenir aux interférences. L'interféromètre de Michelson, l'interféromètre de Jamin, l'interféromètre de Fabry-Pérot, l'interféromètre de Twyman-Green et l'interféromètre de Mack-Zender.

Les conditions d'interférence lumineuse correspondant par les ondes ils devient : être synchrones, être cohérentes, être de même polarisation.

Un interféromètre repose sur plusieurs ouvertures cohérentes entre elles et généralement séparées d'une distance bien supérieure au diamètre de chaque ouverture

Les ondes à interférence doivent synchrones, cohérentes, de même polarisation.

On peut envisager des interféromètres avec une configuration à deux fentes de Young. La lumière qui traverse deux ouvertures et qui est ensuite observée crée un disque d'Airy de largeur angulaire λ/D , qui est modulé par des franges d'interférence de fréquence angulaire λ/B également. Le contraste entre ces franges est l'élément essentiel pour définir la répartition de la luminosité (ou « taille ») de la source lumineuse. Le contraste de frange est aussi connu sous le nom de visibilité, attribué par En pratique, on mesure également la visibilité en modifiant la longueur du trajet et en repérant la valeur maximale et minimale enregistrée.

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

3.1.1 Interférométrie optique et observations astrophysiques

L'interférométrie est régulièrement utilisée par les astronomes comme outil d'observation pour dépasser la limite de résolution des plus grands télescopes actuels depuis la fin des années 90.

La diffraction de la pupille d'entrée de l'instrument limite théoriquement l'observation astrophysique à haute résolution angulaire. Le rapport entre la longueur d'onde d'observation et le diamètre du télescope établit cette limite [38,18 ,32].

Il est important de noter que les éléments clés de dimensionnement d'un interféromètre sont les suivants :

- La distance la plus grande entre les télescopes assure la résolution la plus élevée du réseau dans la direction de cette base. Jusqu'à présent, les interféromètres optiques et infrarouges les plus élevés ont des bases de plusieurs centaines de mètres, voire le kilomètre pour des installations prototypes [38,18 ,32].
- La présence d'un grand nombre de télescopes permet d'améliorer la capacité de reconstruction d'image, les réseaux les plus importants comprenant jusqu'à 8 télescopes sur leur site [38,18 ,32].
- Le diamètre des télescopes influence la sensibilité du système. Les plus grands télescopes mis en réseau à ce jour sont de la classe 8 à 10 mètres.

- La mesure de la visibilité complexe est influencée par la nature spectrale du signal détecté, les défauts différentiels entre les trajets optiques et les biais instrumentaux.

Dans cette situation, l'objectif de l'astrophysique est l'analyse de la structure des objets observés. Par exemple, dans le cas d'étoiles proches de l'infrarouge, l'objet très volumineux, notamment le trou noir, peut être étudié en examinant son impact au centre de notre Galaxie.

L'interférométrie est une technique d'astronomie optique qui consiste à combiner les signaux de deux ou plusieurs télescopes pour obtenir des mesures avec une résolution supérieure à celle qui pourrait être obtenue avec l'un ou l'autre télescope seul [7,79, 38, 41]. Les réseaux d'interféromètres astronomiques reposent sur cette technique, qui permet de mesurer de très petits objets astronomiques si les télescopes sont répartis sur une vaste région. Il est possible de produire une image avec une résolution équivalente à celle d'un seul télescope avec le diamètre de l'ensemble des télescopes si un grand nombre de télescopes sont utilisés.

On peut citer les réseaux de radiotélescopes VLA, VLBI, SMA, ainsi que les réseaux d'interféromètres optiques astronomiques COAST, NPOI et IOTA, qui produisent des images optiques de la plus haute résolution jamais obtenues en astronomie. La synthèse d'ouverture [à mettre à jour] devrait prochainement être utilisée pour produire les premières images de l'interféromètre du VLT, suivi par d'autres interféromètres comme le réseau CHARA et l'interféromètre de l'observatoire de Magdalena Ridge, qui peut accueillir jusqu'à 10 télescopes optiques. En cas de construction de télescopes à balancier à l'interféromètre de Keck, il sera également capable de réaliser des images interférométriques.

Les mesures d'interférométrie astronomique sont effectuées principalement avec des interféromètres de Michelson, et parfois avec d'autres compteurs, Michael Shao a été le premier à utiliser l'interférométrie optique de Michelson en astrométrie, et ce, dans les années 1980 à l'observatoire du mont Wilson en Californie. Deux télescopes pointent vers la même étoile et leurs deux faisceaux lumineux convergent sur un seul détecteur. [79,83, 84, 82, 81].

La technique de l'interférométrie consiste à combiner des ondes, généralement des ondes électromagnétiques, pour créer un phénomène d'interférence et extraire des informations. L'interférométrie joue un rôle crucial dans de nombreux domaines tels que l'astronomie. Au sein d'un interféromètre, la lumière d'une seule source est séparée en deux faisceaux qui parcourent des trajets optiques différents, puis sont recombinaés pour créer une intersection.

En utilisant l'interférométrie directe, il est possible d'obtenir des informations à haute résolution angulaire sur l'objet observé. Son fonctionnement est limité par les influences de l'atmosphère. On peut analyser les déformations spatiales aux grandes échelles du front d'onde en utilisant les grandes bases de mesure disponibles [38,18 ,32].

L'exigence d'une résolution angulaire élevée et les contraintes technologiques liées à l'édification de télescopes de très grande taille ont conduit au développement d'interféromètres à grande base.

L'interférence des faisceaux permet de mesurer le spectre spatial de l'objet à la fréquence spatiale B , où B représente la projection au ciel de la base terrestre.

On peut donc la représenter comme l'équivalent de la résolution d'un télescope dont le diamètre serait identique à la distance projetée entre les deux télescopes de l'interféromètre[38,18 ,32].

L'interférométrie optique est une méthode qui regroupe la lumière de divers télescopes pour produire une image aussi précise que celle obtenue avec un télescope de dimensions beaucoup plus importantes.

On peut observer davantage de détails avec un télescope de plus grand diamètre. Les astronomes aspirent donc à développer des télescopes de plus en plus grands, mais il existe actuellement une limite (D 40m) au-dessus de laquelle il est techniquement impossible de produire un seul télescope miroir (voir les projets ELT, TMT, GMT).

Heureusement, en 1868, Fizeau et Stephan ont réalisé que : « En résolution angulaire, deux petites ouvertures à distance de B sont équivalentes à une seule grande ouverture de diamètre B . »

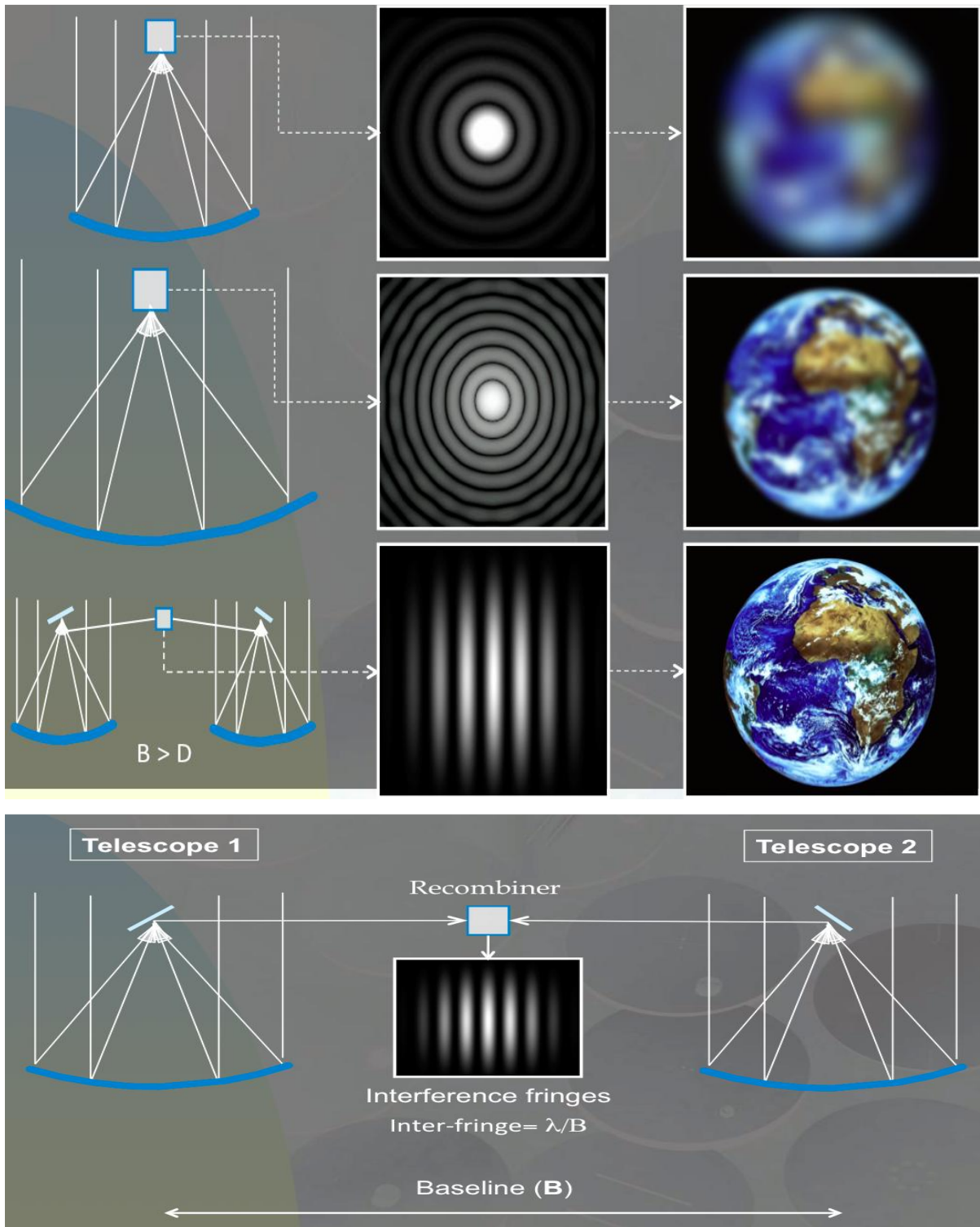


Fig. 3. 6. Interférométrie optique : Amélioration de la résolution angulaire des télescopes

Ces images illustrent le principe de l'interférométrie optique utilisé en astronomie pour obtenir des images beaucoup plus précises d'objets célestes.

Dans la première figure, deux télescopes (Télescope 1 et Télescope 2) collectent la lumière d'une même source. La lumière est combinée dans un recombineur, produisant des

franges d'interférence. L'espacement des franges est proportionnel à la longueur d'onde (λ) divisée par la distance entre les télescopes (B), appelée base interférométrique.

Plus la base B est grande, plus la résolution angulaire augmente. Dans la deuxième figure : Avec un seul télescope, l'image obtenue est limitée par la tache d'Airy, ce qui donne une image floue. Avec un miroir plus grand, la tache d'Airy diminue et l'image devient plus nette. Avec l'interférométrie ($B > D$), la résolution atteint un niveau bien supérieur à celui d'un télescope unique, permettant d'observer des détails fins (par exemple sur une planète).

En résumé : l'interférométrie combine la lumière de plusieurs télescopes pour simuler un télescope géant dont le diamètre équivaut à la distance entre eux, offrant une résolution exceptionnelle.

3.1.2. Principe d'un interféromètre optique

On fixe les deux sous-pupilles peu importe la longueur réelle de la base de l'interféromètre. Si l'atmosphère n'est pas turbulente, on obtient une tache d'Airy frappée au foyer de l'interféromètre. La distance entre les deux sous-pupilles est responsable de l'interfrange. Il est alors possible d'enregistrer directement l'interférogramme codé spatialement en utilisant un détecteur multi-pixels.

Lorsque la turbulence est présente, l'image est frottée et tavelée, Il est envisageable de réduire l'effet d'étalement causé par la perte de cohérence spatiale sur la pupille de l'instrument en diaphragmant la pupille d'entrée pour ne conserver qu'un nombre limité d'aire de cohérence[38, 75, 79, 32, 14]

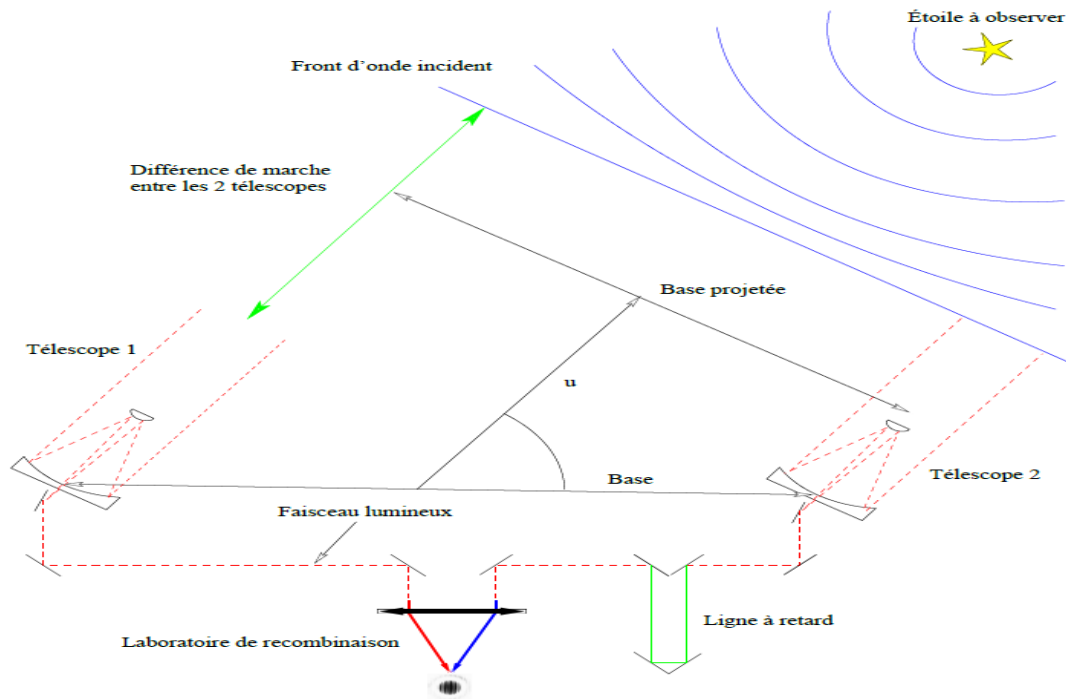


Fig. 3. 7. Principe de l'interférométrie astronomique à deux télescopes

Cette image illustre le fonctionnement de l'interférométrie optique utilisée pour observer des étoiles avec une très haute résolution angulaire. Une onde incidente provenant de l'étoile arrive sur les deux télescopes (Télescope 1 et Télescope 2). Comme les télescopes ne sont pas situés au même endroit, il existe une différence de marche entre les deux signaux lumineux reçus. La distance entre les télescopes définit la base interférométrique. La projection de cette base dans la direction de l'étoile observée est notée base projetée. Pour compenser le décalage entre les faisceaux, on utilise une ligne à retard qui ajuste le chemin optique. Les deux faisceaux lumineux sont ensuite envoyés vers un laboratoire de recombinaison, où ils interfèrent pour produire des franges d'interférence. Ces franges contiennent l'information sur la structure fine de l'étoile. Ainsi, en combinant la lumière de plusieurs télescopes espacés, on simule un télescope géant de diamètre égal à la base B, ce qui permet d'obtenir une résolution angulaire bien supérieure à celle d'un télescope unique.

Deux télescopes ont été représentés ici pour une plus grande simplicité et les principaux organes de l'instrument : les télescopes [38,18,32, 86], la ligne à retard et le laboratoire de recombinaison. La ligne à retard, qui compense la différence de marche causée par le pointage des télescopes (en vert), égale le chemin optique dans le laboratoire de recombinaison [75,79, 83].

Lorsqu'il y a turbulence, l'image se coupe et se taveler . Afin de réduire l'effet d'étalement causé par la perte de cohérence spatiale sur la pupille de l'instrument, il est envisageable de diaphragmer la pupille d'entrée pour limiter le nombre d'aires de cohérence.

Le module au carré de l'amplitude complexe de l'onde collectée sur la pupille est utilisé pour représenter l'intensité observée au foyer de l'interféromètre à recombinaison multi-axiale) [38,18 ,32].

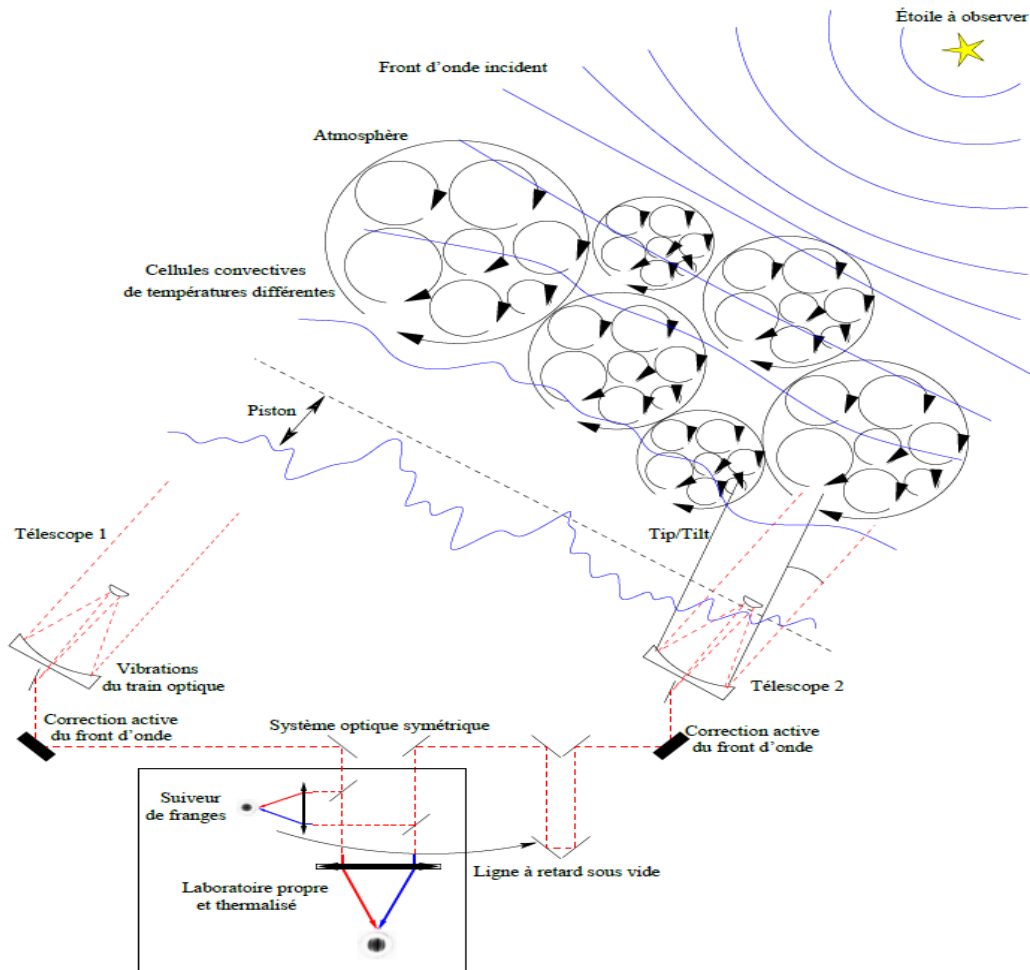


Fig. 3. 8. Illustration des principaux effets qui influencent la mesure des franges d'interférence dans un interféromètre et des principaux systèmes pour les corriger.

L'image illustre le principe de l'interférométrie optique en astronomie pour l'observation des étoiles avec une très haute résolution angulaire, en tenant compte des perturbations induites par l'atmosphère terrestre. Front d'onde incident provenant de l'étoile : La lumière de l'étoile, située à une très grande distance, atteint la Terre sous forme d'un front d'onde quasi-plan. Passage dans l'atmosphère : En traversant l'atmosphère, le front d'onde est perturbé par des cellules convectives de températures différentes qui modifient l'indice de

réfraction de l'air. Cela entraîne une distorsion du front d'onde. Types de perturbations : Tip/Tilt : déviation angulaire du front d'onde due aux mouvements des masses d'air. Piston : déphasage entre les faisceaux issus de deux télescopes, à corriger absolument pour permettre l'interférence. Vibrations opto-mécaniques : provoquées par les instabilités thermiques ou mécaniques du système optique. Collecte de la lumière par deux télescopes : Chaque télescope capte la lumière et applique une correction active du front d'onde (optique adaptative) afin de réduire les effets de la turbulence. Système optique commun : Les faisceaux corrigés sont ensuite injectés dans un système optique symétrique. Pour assurer une interférence constructive, il faut compenser les différences de trajet optique à l'aide de : Ligne à retard sous vide : qui égalise la longueur des chemins optiques. Laboratoire et suiveur de franges : Dans un laboratoire propre et stabilisé thermiquement, les faisceaux sont combinés. Le suiveur de franges permet de stabiliser et d'analyser les franges d'interférence, lesquelles contiennent des informations précieuses sur : le diamètre stellaire, la structure de surface, la présence d'exoplanètes ou de compagnons stellaires. Conclusion : L'interférométrie optique astronomique permet d'accroître considérablement le pouvoir séparateur des télescopes en combinant leurs signaux après correction de la turbulence atmosphérique. Cette technique atteint une précision angulaire des milliers de fois supérieure à celle d'un télescope isolé, ouvrant la voie à l'étude fine des étoiles et des systèmes planétaires extrasolaires [79,82, 83].

3.2 L'Optique Adaptative

Après avoir traversé l'atmosphère, le front d'onde se présente comme un ensemble de facettes planes inclinées dans différentes directions. Ces surfaces, dans le domaine des longueurs d'onde visibles, sont de 5 à 20 centimètres selon le temps et le vent. Le résultat se présente sous la forme d'une image mouchetée, où les taches – les tavelures – évoluent constamment en fonction des changements constants de l'atmosphère. L'image d'une étoile devient floue lorsque le temps de pose dépasse une fraction de seconde. Dans des conditions atmosphériques très calmes, l'effet de la turbulence est si grand que l'image donnée par un télescope de 10 m de diamètre est pratiquement aussi floue que celle d'un télescope de 15 cm d'ouverture.

L'interférométrie permet aux astronomes de se débarrasser de la turbulence atmosphérique en réduisant le temps de pose à moins d'un centième de seconde, afin de stabiliser les tavelures. Cependant, la réalisation de bonnes images demeure en pratique très difficile. L'optique adaptative est une autre méthode qui requiert des capteurs qui évaluent les distorsions de l'onde incidente et les transmettent à un ordinateur. Pendant chaque milliseconde, ce dernier effectue les ajustements qui compensent le mieux la forme du front

d'onde, puis envoie les instructions nécessaires pour la déformation du miroir. Ce procédé est extrêmement efficace, puisqu'il donne des images claires dont la résolution est proche de la limite théorique établie par l'ouverture du télescope.

L'optique adaptative a connu un développement considérable, Elle offre la possibilité de corriger en direct une large part des déformations du front d'onde. Pour une correction efficace, toutes ces méthodes exigent une compréhension détaillée des impacts de la turbulence atmosphérique[38,18 ,32].

L'optique adaptative (OA) est une technique développée depuis 30 ans en astronomie pour corriger en temps réel la dégradation des images et atteindre ainsi la limite de la diffraction des télescopes.

Les principes en ont été proposés par H. Babcock en 1953 .

L'Optical Aberration Correction (OAC) implique l'ajustement direct des distorsions évolutives de la surface d'onde à travers l'utilisation d'un miroir que nous modifions en fonction des données collectées par un équipement sensible aux perturbations de la surface d'onde. Il a donc fallu attendre les années 70-80 pour observer les premières démonstrations, en ce qui concerne les applications liées à la focalisation des faisceaux lasers et à l'observation des satellites artificiels depuis le sol. Ces technologies développées ont également suscité un intérêt rapide parmi les astronomes.[38,18 ,32].

3.2.1. Principe de l'Optique Adaptative

L'optique adaptative (AO) est une méthode qui permet d'améliorer les performances des systèmes optiques en diminuant l'impact des distorsions du front d'onde. Elle rassemble des données sur les supports dans lesquels la lumière se propage et qu'elle provoque ces distorsions, puis applique une correction de contrôle adéquate au front d'onde déformé.



Fig. 3. 9. Observation d'un système stellaire binaire : image directe et image corrigée par l'optique adaptative et l'interférométrie optique.

L'image présentée illustre l'apport des techniques d'optique adaptative et d'interférométrie optique dans l'observation des systèmes stellaires binaires. À gauche : on

distingue une image stellaire fortement affectée par la turbulence atmosphérique. Le front d'onde issu de l'étoile est perturbé par les fluctuations de l'air, ce qui provoque un élargissement et un flou lumineux. Dans ces conditions, les deux étoiles d'un système binaire ne peuvent pas être résolues : elles apparaissent comme une seule source diffuse. À droite : la même observation après correction par optique adaptative et/ou interférométrie. Les perturbations atmosphériques sont compensées, et la séparation angulaire devient suffisamment précise pour distinguer deux composantes stellaires distinctes. On peut ainsi étudier leurs caractéristiques individuelles (luminosité, couleur, distance angulaire). Cette démonstration met en évidence le rôle fondamental des techniques modernes de correction optique : elles permettent d'augmenter la résolution angulaire des télescopes terrestres et de rivaliser avec les performances des télescopes spatiaux, ouvrant la voie à une étude détaillée des étoiles doubles et des exoplanètes.

Un système d'optique adaptative classique pour l'observation d'une étoile dont le front d'onde déforme l'atmosphère est illustrée.

En projetant la lumière entrante sur un correcteur de phase, on corrige les distorsions du front d'onde en utilisant un miroir déformable (DM) flexible situé au niveau de l'ouverture de sortie du système optique et qui peut être ajusté. Elle est conçue de manière à créer une différence de phase adéquate sur le faisceau lumineux qui entre. Après avoir traité le signal du capteur de front d'onde (WFS), les signaux de contrôle du miroir flexible sont obtenus. Ce capteur mesure les déformations du front d'onde en temps réel [81,83, 84].

Selon un algorithme précis, le système fermé de traitement et de contrôle analyse les signaux générés par le capteur et ajuste en permanence la surface du miroir flexible afin de supprimer les distorsions du front d'onde. Étant donné que les distorsions évoluent au fil du temps dans la plupart des applications, le système. Il est nécessaire que la période de réponse soit courte et que son champ de fréquence soit d'environ kHz.

On évalue les distorsions du front d'onde en utilisant un front d'onde simple, comme un front d'onde plan résultant d'un point ou d'une source lumineuse de référence éloignée. Ainsi, la source lumineuse utilisée pour mesurer la déformation diffère de la source lumineuse du groupe étudié, et la différenciation entre les deux sources se fait généralement en séparant les longueurs d'onde, car le spectre rouge de la source de référence est dirigé vers le capteur de front d'onde, tandis que le spectre infrarouge du groupe étudié est dirigé vers un instrument scientifique comme une caméra.

L'une des difficultés majeures de l'optique adaptative réside dans le fait que les turbulences atmosphériques varient considérablement dans le temps. Il est donc essentiel de

toujours ajuster la correction appliquée sur le miroir. Comme on peut le voir sur la Figure 4, l'analyseur de front d'onde n'évalue pas directement la lumière qui pénètre dans le télescope, mais la lumière réfléchiée par le miroir déformable du télescope, après correction du front d'onde. Quand les turbulences atmosphériques changent, il repère des défauts dans le front d'onde rectifié et communique au système de contrôle l'instruction de réajuster la géométrie du miroir pour les rectifier. Ainsi, le système fonctionne en continu, ce que l'on appelle une rétroaction.

Ainsi, le système fonctionne en continu, ce que l'on appelle une rétroaction.

Les caractéristiques de la correction effectuée à l'instant suivant dépendent des caractéristiques du front d'onde après correction. Il est nécessaire d'effectuer cette rétroaction presque en temps réel en raison de la grande variabilité des turbulences atmosphériques.

Le dispositif d'optique adaptative est constitué de deux éléments majeurs : l'Analyseur de Surface d'Onde (ASO) qui mesure les perturbations de phase, et le Calculateur Temps Réel (RTC en anglais), qui utilise les données provenant de l'ASO pour déterminer les ajustements nécessaires à un Miroir Déformable (MD). [38,18,32], un élément optique actif en plan pupille dont la surface se déforme pour compenser les retards du front d'onde. Une OA traditionnelle opère en boucle fermée, ce qui signifie que l'ASO se trouve en aval du MD : après la phase d'accrochage, l'analyseur ne connaît plus qu'un résidu de turbulence.

Cette mesure offre la possibilité de mettre à jour la correction effectuée par le MD en utilisant une loi de commande [83].

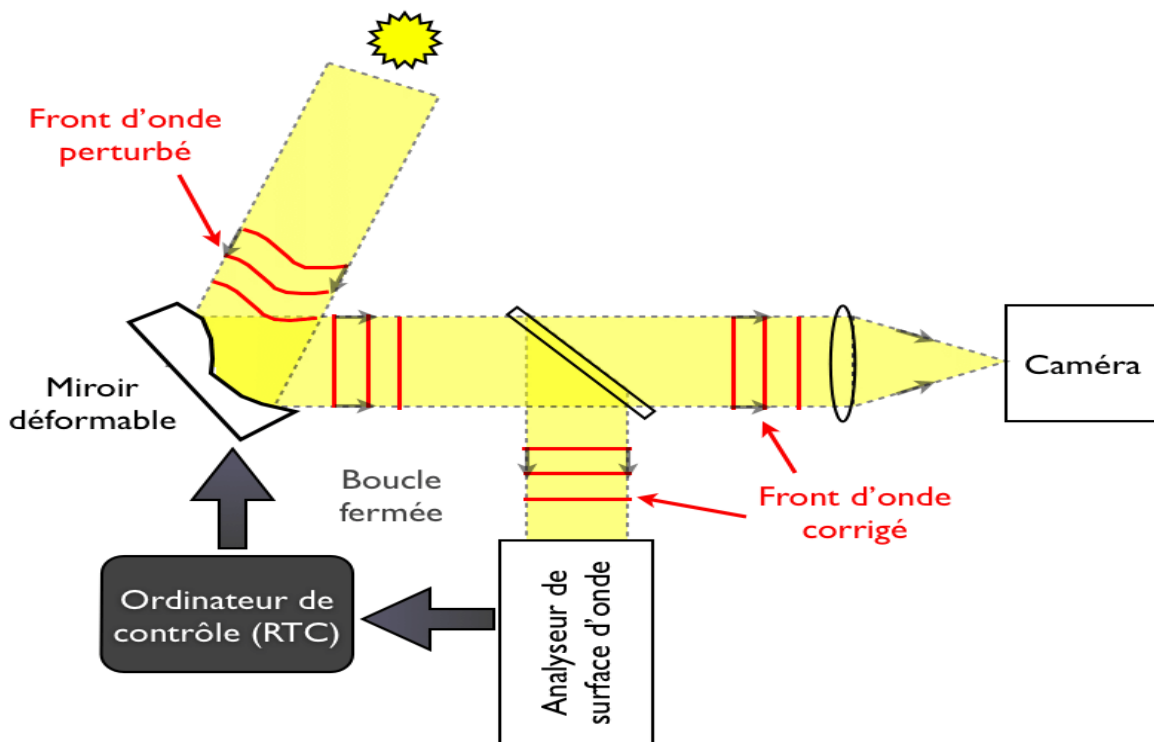


Fig. 3. 10. Le schéma d'un système d'OA

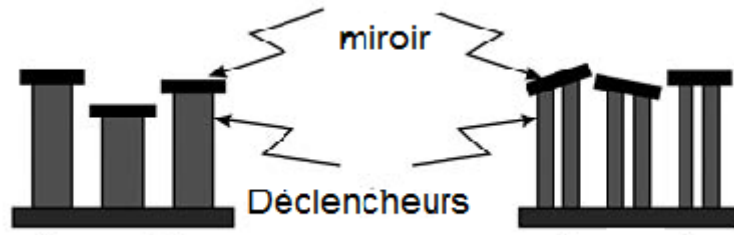
Le front d'onde du télescope est déformé par la turbulence, une lame séparatrice (beamsplitter) envoie la majorité du flux sur la caméra scientifique, mais renvoie une partie du flux vers le détecteur de front d'onde, les mesures de celui-ci sont enregistrées en temps réel par l'ordinateur, puis les commandes sont envoyées au miroir déformable pour corriger le front d'onde, le tout en boucle fermée [83].

3.2.2 Miroir Déformable (DM) (correction par inclinaison)

Le principe de correction du front d'onde, appelé correction d'inclinaison, implique d'appliquer des distorsions bidimensionnelles au faisceau lumineux entrant, en le réfléchissant sur un miroir dont la surface peut être ajustée en fonction des inclinaisons locales opposées aux inclinaisons des distorsions portées [83].

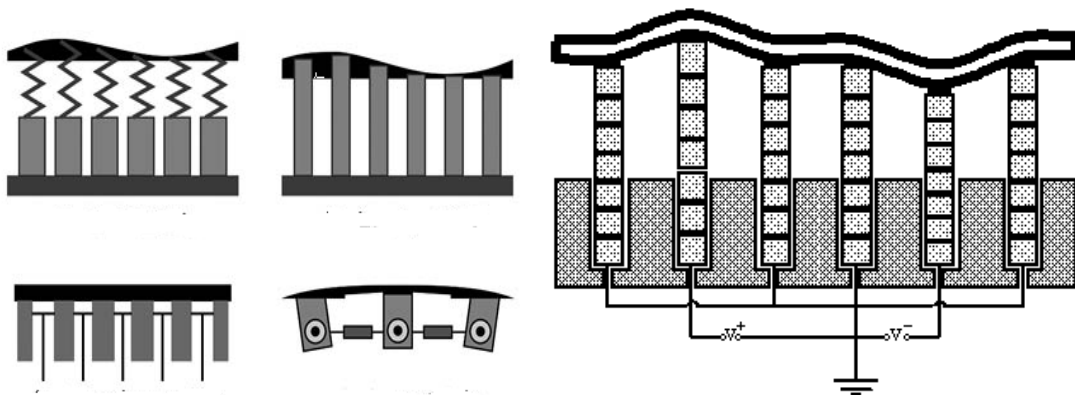
A- Miroirs segmentés :

Il est composé de nombreux petits miroirs séparés dont la hauteur de chacun est réglée exclusivement par le modèle à piston (un degré de liberté pour régler la hauteur et l'inclinaison). Piston/pointe/inclinaison (trois niveaux de liberté : hauteur et inclinaison autour de deux axes perpendiculaires). Les actionneurs et les moteurs $10\ \mu\text{m}$ sont reliés aux moteurs [82, 83,84].



B-miroir déformable (DM) :

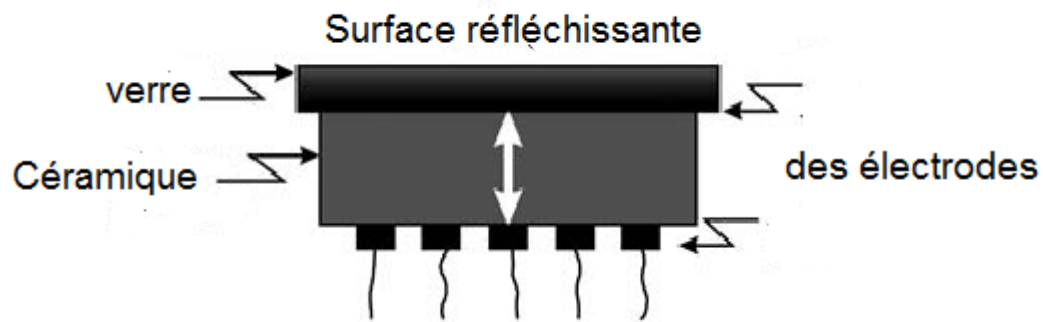
Il s'agit d'une surface de miroir permanente qui peut être ajustée à l'aide d'actionneurs. Il est possible de choisir entre des actionneurs continus ou discrets, perpendiculaires à la surface du miroir ou latéraux pour appliquer des moments de flexion [83].



C- Miroirs bimorphes :

Ils sont composés d'une feuille de verre ou de métal appliquée sur une couche de céramique piézoélectrique comme miroirs. La céramique piézoélectrique présente une polarisation perpendiculaire à sa surface grâce à une couche conductrice située sur sa face avant et des électrodes individuelles situées sur sa face basse.

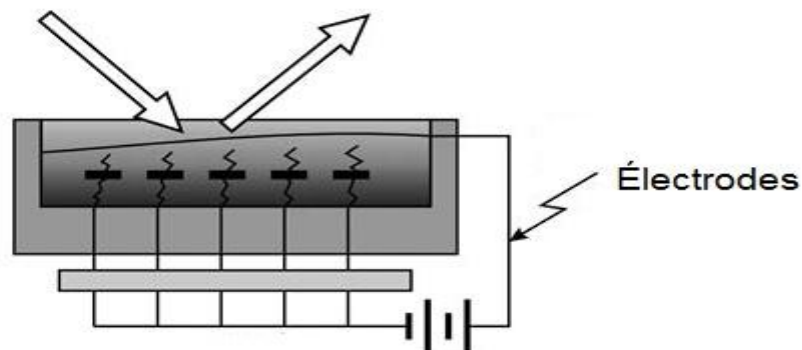
La polarisation entraîne une variation locale du rayon du miroir en fonction de la tension appliquée. On peut polariser de façon opposée à la première couche en utilisant une deuxième couche de céramique piézoélectrique, ce qui permet d'éviter de changer l'épaisseur des couches et de faire plier l'ensemble du miroir[83].



D- Miroirs et micromiroirs à membrane

Ces miroirs se composent d'un film réfléchissant continu entre une électrode transparente et une série d'électrodes séparées qui se trouvent derrière le film. Une tension quelconque est utilisée pour entraîner une attraction électrostatique qui altère la surface plane de la membrane [76 , 82, 83, 84].

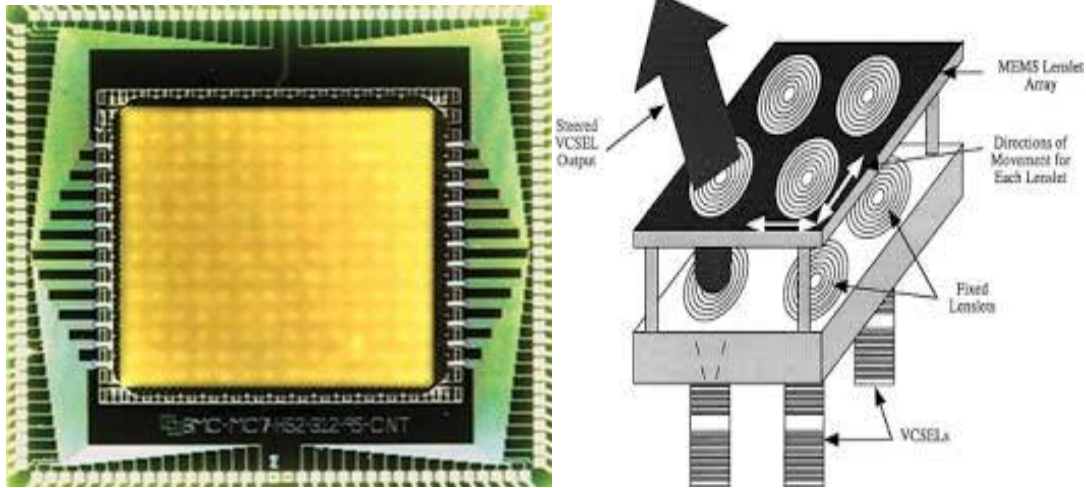
Les membranes, en nitrocellulose, mesuraient 5 cm de diamètre, 2 μm d'épaisseur et 2,5 cm d'ouverture réelle, et étaient recouvertes d'aluminium, garantissant la réflectivité et la polarité électrique, et fonctionnant avec une largeur de champ passe-fréquence de 3,3 kHz [79, 83].



E- Miroirs flexibles avec système microélectromécanique (MEMS)

On réalise ces miroirs sur des puces de silicium ou métalliques en utilisant les mêmes méthodes de circuits intégrés.

Ces miroirs se distinguent par leur consommation électrique réduite, leur surface réfléchissante évoluant jusqu'à 20 μm , leur capacité à accueillir des milliers d'actionneurs, ainsi que leur intégration avec des capteurs de front d'onde sur une seule puce [82,83,84].



3.2.3 Analyseurs de surface d'onde

Les Analyseurs du front d'onde sont des altérations de phase optique ; Parce que la lumière du groupe étudié n'est pas cohérente, l'interférence optique est difficile à utiliser et d'autres méthodes sont employées à la place pour mesurer la forme du front d'onde, dont les plus importantes sont :

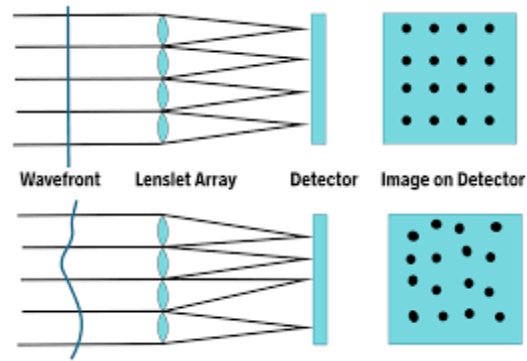
a. Analyseur de Shack–Hartmann

On projette sur un réseau de petites lentilles identiques une image de la pupille de sortie du système optique. Chaque appareil photo s'étend sur une petite partie de l'ouverture, la sous-pupille, et capture l'image de la source sur un capteur optique comme un CCD.

Toutes les images sont placées sur une grille régulière correspondant à la grille des petites lentilles lorsque le front de l'onde entrante est de niveau.

Toutefois, en cas de déformation du front d'onde, les images sont déplacées de leurs positions régulières antérieures dans le plan du capteur dans deux directions, avec des distances proportionnelles à l'inclinaison moyenne du front d'onde dans ces deux directions sur la sous-connexion [83, 38, 84].

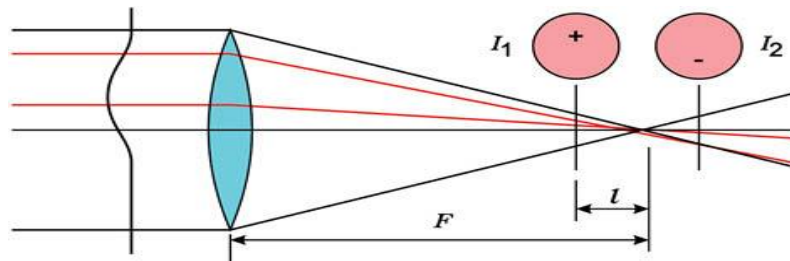
On reconstruit le front d'onde en utilisant les inclinaisons mesurées. Les dimensions des petites lentilles influencent la précision de cette technologie.



B- Capteurs de courbure (curvature sensors)

Les points de deux plans situés avant et après le plan focal de la lentille sont mesurés pour mesurer l'intensité optique. En cas de front d'onde plat, on mesurera l'intensité optique aux points opposés des deux plans.

La distorsion entraîne un déplacement des foyers des sous-ouvertures du front d'onde, ce qui entraîne une diminution de la luminosité. Les points de l'un des deux plans sont plus lumineux et les points correspondants de l'autre plan moins lumineux, et la différence entre les deux intensités lumineuses sont due aux dérivées secondes de la phase par rapport aux coordonnées spatiales [82, 83, 84].



3.3. Commande en optique adaptative

La commande en OA implique de commander le MD en se basant sur les mesures de l'ASO afin d'obtenir la correction désirée des défauts de surface d'onde. Deux éléments caractérisent cette commande : une reconstruction spatiale de la surface d'onde et un contrôle dynamique du système d'OA en prenant en considération l'évolution temporelle des changements.

3.3.1 Matrice de commande

Dans la réalité, l'installation d'un système d'optique adaptative débute par la création d'une matrice de commande. Les actionneurs à modifier pour reproduire chaque aberration optique de la base des polynômes de Zernike sont représentés dans cette matrice.

En utilisant un analyseur de front d'onde pour analyser la perturbation du front d'onde par l'atmosphère, il est possible de décomposer le défaut de front d'onde en utilisant les polynômes de Zernike pour compenser les retards. Il n'y a en réalité qu'un petit nombre d'ordres de Zernike qui permettent d'obtenir un défaut résiduel assez faible. [74 , 75, 82]

3.3.2 Contrôleur temporel

La boucle fermée d'un système d'OA est un système asservi. La fréquence de lecture de la caméra de l'analyseur de surface d'onde fournit le séquençage temporel. Chaque fois qu'une nouvelle trame est lue, on peut déduire une nouvelle mesure. L'analyseur, placé après le MD sur le trajet optique, évalue l'erreur résiduelle sur la surface d'onde, qui correspond à chaque instant (chaque trame) à la différence entre la surface d'onde incidente et la nouvelle commande appliquée au MD. Il est donc essentiel que cette mesure permette de mettre à jour la commande du MD.[82 ,77]

Pour effectuer l'analyse de front d'onde, il est essentiel d'observer une étoile qui servira de référence et qui sera assez brillante pour évaluer et corriger les défauts causés par la perturbation atmosphérique. Étant donné que l'on trouve statistiquement rarement une telle étoile dans le champ du télescope, une solution est l'emploi d'une étoile artificielle. En 1987, Antoine Labeyrie a proposé l'idée d'une excitation par laser pulsé à 589,3 nm des atomes de sodium en grande quantité dans la bande atmosphérique située vers 80 km. Ces atomes de sodium sont excités, ce qui provoque une émission spontanée de lumière semblable à un flash virtuel avec des caractéristiques connues, qui forme une étoile guide artificielle. La première mise en œuvre de cette idée a eu lieu en 1996 à Calar Alto.

- Étoile guide naturelle (NGS)

Il est essentiel que l'étoile naturelle soit suffisamment brillante pour réduire l'influence du bruit sur la détection du signal optique, et qu'elle soit aussi proche du groupe d'objets observés.

- Étoile laser guide (LGS)

En un point de l'atmosphère, un faisceau laser est brûlé afin de produire une source lumineuse de référence dont la direction peut être ajustée, ce qui permet de supprimer l'instabilité angulaire. La source lumineuse est produite par l'un des deux principes suivants : la diffusion ou le rayonnement du sodium.

- Étoile de Rayleigh d'indication laser

On désigne la diffusion Rayleigh comme la diffusion de la lumière sur les molécules d'air dans différentes directions. Un faisceau laser pulsé est utilisé pour produire de la lumière

en brûlant un faisceau laser dans une zone de l'atmosphère terrestre située entre 10 et 20 kilomètres au-dessus de la surface de la Terre. L'analyse de la lumière entrante repose sur la rétrodiffusion et l'utilisation d'impulsions laser permet d'éviter l'impact de la lumière diffusée dans les différentes couches de l'atmosphère. Le signal transmis n'est reçu qu'à travers une plage temporelle qui ne permet de recevoir que la lumière de la zone de l'incinérateur et qui a une largeur de 1 à 2 kilomètres.

- Étoiles de marqueurs laser en sodium

On y brûle un faisceau laser de 589 nm dans la mésosphère, où les atomes de sodium ont une hauteur de 90 kilomètres et une épaisseur de 10 kilomètres. Les atomes de sodium sont excités par le laser et émettent une lumière à peu près de la même longueur d'onde. On peut employer un laser continu ou pulsé.

Les corps célestes où ils se trouvent peuvent être observés grâce aux étoiles guides laser, mais elles entraînent une autre source d'erreur, à savoir l'effet de cône, qui est associé à la basse altitude de la source lumineuse, ce qui empêche de corriger les distorsions causées par les turbulences de l'atmosphère au-dessus du point d'origine du faisceau laser. Il ignore aussi l'impact des perturbations en dehors du cône créé par la source lumineuse stimulée et l'ouverture de sortie de l'observatoire.

3.5 Optique adaptative multiconjuguée (MCAO)

La technologie de l'optique adaptative multiconjuguée (MCAO) a été créée afin de résoudre les problèmes techniques liés à l'utilisation d'étoiles sémantiques naturelles (NGS) ou d'étoiles sémantiques laser (LGS). Elle repose sur la surveillance de plusieurs étoiles sémantiques (naturelles ou laser) dans différentes directions et sur l'analyse de leurs émissions d'ondes à l'aide de capteurs séparés. Les perturbations sont identifiées dans leurs trois dimensions dans des couches spécifiques de l'atmosphère, ce qui est appelé tomographie adaptative multiconjuguée (MCAO) [83].

Plusieurs miroirs flexibles sont utilisés pour corriger le front d'onde en les connectant optiquement aux couches atmosphériques où des perturbations ont été repérées. Grâce à cette méthode, il est possible d'obtenir une résolution élevée sur un large champ de vision. On a obtenu une résolution inférieure à 0,1 seconde d'arc. En utilisant des étoiles guides naturelles dans le Very Large Telescope (VLT), le rapport de Strehl peut atteindre 0,25 sur un champ de vision de 120 arcsecondes, avec deux miroirs de correction flexibles [82 , 83, 84].

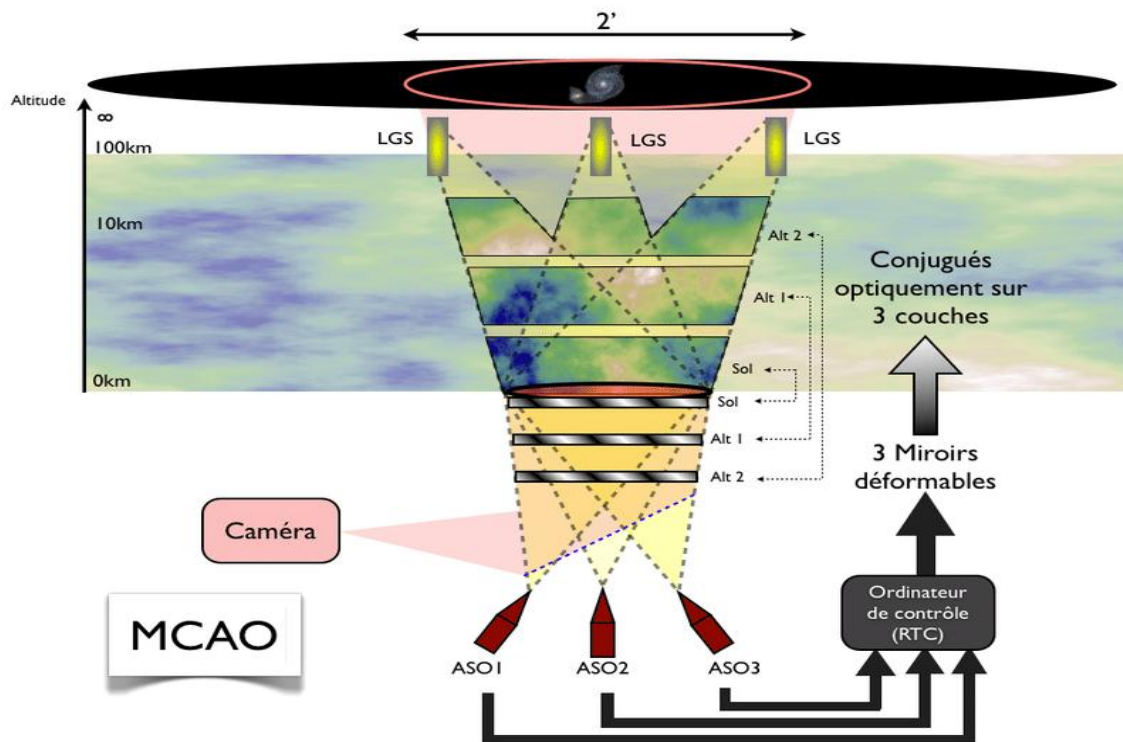


Fig. 3. 1. adaptative multiconjuguée (MCAO) [83].

Les faisceaux jaunes marqués LGS (Laser Guide Stars) représentent des étoiles artificielles créées par des lasers projetés dans la haute atmosphère (jusqu'à 100 km). Ces étoiles guides servent de référence pour mesurer la turbulence atmosphérique. Les faisceaux lumineux traversent plusieurs couches de l'atmosphère (notées Alt 1, Alt 2), où la turbulence déforme les ondes lumineuses. Trois miroirs déformables (3 miroirs déformables) sont optiquement conjugués à différentes altitudes pour corriger simultanément les distorsions causées par ces couches atmosphériques. Les signaux provenant des capteurs d'onde (ASO1, ASO2, ASO3) sont analysés par un ordinateur de contrôle (RTC), qui ajuste en temps réel la forme des miroirs. Enfin, la caméra (Caméra) reçoit une image corrigée, beaucoup plus nette que sans ce système. Ainsi, le MCAO permet d'obtenir un champ de vision corrigé plus large et des images astronomiques de très haute résolution, presque comparables à celles obtenues depuis l'espace

3.6 Conclusion

Au cours de ce quatrième chapitre intitulé «Les techniques d'observation à Haute Résolution Angulaire », nous avons présenté les principes théoriques fondamentaux des techniques d'observation à Haute Résolution Angulaire telle que l'optique adaptative et l'interférométrie, la résolution angulaire étant d'une importance fondamentale dans la plupart des domaines de la recherche astronomique.

De nos jours, il y a environ dix télescopes dans le monde où l'optique adaptative est utilisée de manière assez fréquente. Il est prévu que cette technologie développera considérablement dans les années à venir et que son influence sur la recherche astronomique devienne importante.

Plus précisément, les nouveaux télescopes de 10 mètres, tous équipés d'optique adaptative, joueront un rôle dans le développement de la science.

Les observations des grands télescopes au sol sont plus grandes que celles des télescopes spatiaux dans le domaine de la limite de résolution, car la taille maximale d'un miroir homogène dans l'espace est bien inférieure à 10 mètres. Les autres bénéfices des télescopes au sol incluent le prix, la longévité et la souplesse, car il est possible d'installer facilement des améliorations ou de nouveaux instruments.

Quant au champ de vision et à la couverture du ciel, jusqu'à présent, les observations depuis la Terre ont été avantageuses par les télescopes spatiaux. Nous avons abordé les différentes méthodes pour élargir le champ de vision corrigé pour les observations au sol en utilisant des optiques adaptatives multicouches, ainsi que pour élargir la couverture du ciel en utilisant des étoiles guidées laser. Il est nécessaire de résoudre les problèmes d'isolement de l'effet des couches turbulentes uniques sur le processus d'imagerie dans le cadre de l'optique adaptative multicouche, en utilisant plusieurs miroirs déformables pour corriger les couches appropriées.

Afin d'utiliser les interféromètres d'un télescope, il est essentiel d'avoir une optique adaptative pour chaque ouverture individuelle de 8 à 10 mètres afin d'augmenter l'intensité maximale et la précision des mesures. Une étoile guide naturelle est également nécessaire, et si l'objet scientifique n'est pas assez brillant pour être une étoile guide. Il doit y en avoir une étoile qui guide. Une lueur suffisante, habituellement à quelques secondes d'arc de l'objet scientifique. L'angle entre l'objet et l'étoile guide doit être augmenté, car cela améliore la couverture du ciel. La connaissance des systèmes d'optique adaptative est essentielle pour résoudre ces problèmes.

Chapitre 4

L'angle d'arrivée Et l'estimation des paramètres de la turbulence atmosphérique

Grâce à la description statistique du phénomène de turbulence, il a été possible d'approfondir notre compréhension de la dégradation des images des télescopes. Les rayons lumineux d'un objet céleste sont déviés de manière aléatoire et constante lors de leur passage dans l'atmosphère. Une dégradation de la cohérence des ondes, ou de leur capacité à interférer, se manifeste par un flou de l'image observée. L'amplitude de cette dégradation peut être mesurée par différents paramètres selon Les conditions atmosphériques. L'uniformité spatiale du front d'onde est caractérisée par le « paramètre de Fried », qui décrit la largeur typique du front d'onde conservant des caractéristiques cohérentes, tandis que l'uniformité temporelle est définie par le « temps de cohérence ». Il existe aussi la cohérence angulaire, qui définit le champ isoplanétaire. Le front d'onde peut subir d'importantes distorsions à grande échelle , qu'on peut définir comme "l'échelle externe de cohérence spatiale"[29,26,41].

Dans ce paragraphe, nous avons estimé les paramètres de la turbulence en utilisant les mesures de variance et de covariance de l'angle d'arrivée[86].

4.1 Fluctuation des angles d'arrivée

Selon la figure (3.1), au point défini par $\vec{r}(x, y)$ l'angle d'arrivée (AA) du front d'onde qui atteint le sol correspond à l'angle entre la direction normale de la surface d'onde perturbée et la direction normale de la surface d'onde non-perturbée, pour une pupille de diamètre D finie circulaire [6,18,43,52,86].

L'angle d'arrivée du front d'onde est proportionnel à la déviation spatiale de la phase φ dans a directions x et y, données par[86] :

$$\alpha(x, y) = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi(x, y)}{\partial x} \quad (4.1)$$

$$\beta(x, y) = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi(x, y)}{\partial y} \quad (4.2)$$

Lorsque la diffraction est effectuée par la pupille de diamètre D, on trouve :

$$\alpha(x, y) = -\frac{4\lambda}{2\pi^2 D^2} .G(x, y) * \frac{\partial \varphi_0(x, y)}{\partial x} \quad (4.3)$$

$$\beta(x, y) = -\frac{4\lambda}{2\pi^2 D^2} .G(x, y) * \frac{\partial \varphi_0(x, y)}{\partial y} \quad (4.4)$$

$G(x,y)$ la représentation de la transmission en amplitude complexe de la pupille (fonction de la pupille

$\varphi_0(x, y)$ La fluctuation de la phase de l'onde arrivant au sol.

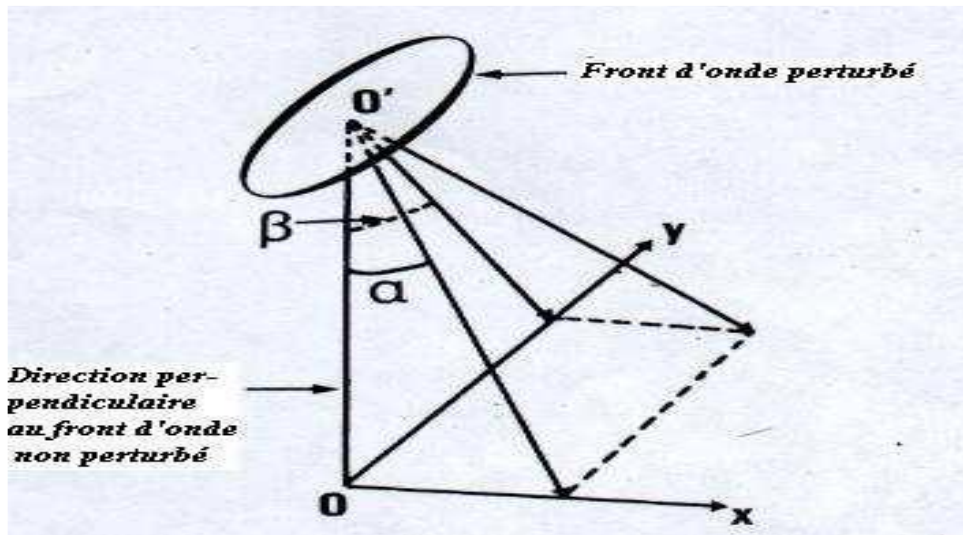


Fig.4. 1.L'angle d'arrivée du front d'onde perturbé et des composantes de sa projection dans un plan normal à la direction de propagation [1, 38 ,86]

Les fluctuations de phase peuvent être décomposées en utilisant des polynômes orthogonaux comme les polynômes de Zernike.

Les caractéristiques de ces polynômes les rendent extrêmement utiles dans de multiples domaines, tels que l'analyse des déformations et des ajustements à effectuer sur le front d'onde. Les fluctuations de phase sur une pupille de rayon R sont représentés en utilisant les polynômes de Zernike à partir des coefficients a_j [38, 7 ,40]

$$\varphi(r, \theta) = \sum_j a_j Z_j\left(\frac{r}{R}, \theta\right) \quad (4.5)$$

Les polynômes de Zernike, connu sous le nom de $Z_j(\vec{r})$, sont définis sur un disque de rayon unité et sont exprimés en fonction d'un ordre radial n et d'un ordre azimuthal m.

$$Z_{j \text{ pair}} = (2n + 2)^{\frac{1}{2}} R_n^m(r) \cos(m\theta) \quad m \neq 0 \quad (4.6)$$

$$Z_{j \text{ impair}} = (2n + 2)^{\frac{1}{2}} R_n^m(r) \sin(m\theta) \quad m \neq 0 \quad (4.7)$$

$$Z_j = (n + 1)^{\frac{1}{2}} R_n^0(r) \quad m = 0 \quad (4.8)$$

(r, θ) sont les coordonnées polaires

par intégrée sur toute l'ensemble de la pupille on trouve la variance de phase

$$\langle \varphi^2 \rangle = \sum_{j=1}^{\infty} \langle a_j^2 \rangle \quad (4.9)$$

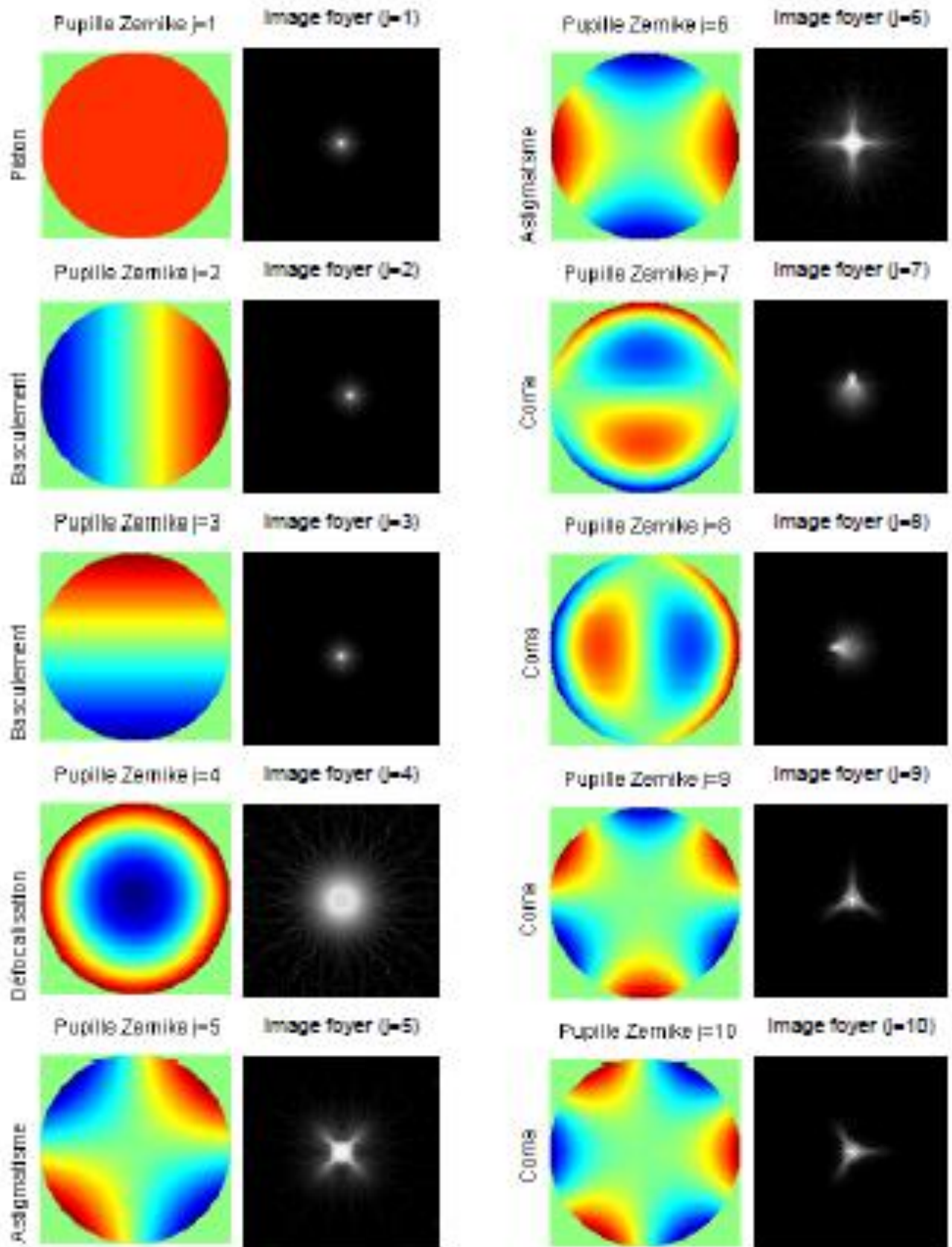


Fig.4. 2. Modes de Zernike et aberrations optiques dans les systèmes d'imagerie.

Les premiers polynômes de Zernike servent à réaliser une décomposition spatiale des déformations de la phase de l'onde incidente. Quand elles se manifestent sur la pupille d'un télescope., l'image qui en découle (représentée en échelle log) au foyer du télescope est altérée. Dans ce schéma, tous les coefficients des polynômes sont sélectionnés comme étant égaux à l'unité.[38, 32, 43,44] .

Chaque colonne de gauche montre la forme de l'aberration dans la pupille (codée en couleur). Chaque colonne de droite montre la réponse au foyer (image produite par l'optique). On observe plusieurs types d'aberrations classiques : j=1 : piston (pas d'effet visible sur l'image). j=2 et j=3 : basculement (tip/tilt) qui déplace l'image. j=4 : défocalisation qui élargit l'image en anneau. j=5 et j=6 : astigmatisme qui étire l'image dans une direction donnée. j=7 à j=10 : coma et aberrations d'ordre supérieur qui déforment l'image en forme de comète ou en structures asymétriques. Les polynômes de Zernike sont largement utilisés en optique adaptative et en métrologie optique pour représenter et corriger les aberrations dues à la turbulence atmosphérique ou aux défauts instrumentaux.

4.1.1 La densité spectrale de l'AA

La densité spectrale de l'AA sera présentée comme un produit de la densité spectrale de puissance (DSP) et de la fonction d'étalement du point (PSF), ce qui reflète le filtrage par la pupille .[7,38, 32, 43,44,40]:

$$W_{\alpha}(f_x, f_y) = \lambda^2 f_x^2 \left| \frac{2J_1(\pi f D)}{\pi f D} \right|^2 w_{\phi}(f_x, f_y) \quad (4.10)$$

Où J_1 : la fonction de Bessel de première espèce, $\left| \frac{2J_1(\pi f D)}{\pi f D} \right|$ Le filtrage de la fonction pupillaire est dû à l'effet d'atténuation des fluctuations de phase sur la pupille du télescope en raison de leur moyenne[86].

Afin de faciliter l'analyse, on suppose que la configuration est circulaire et qu'il n'y a pas d'obstacle central.

Dans ce qui suit, nous adoptons la définition de la DSP selon Von Kerman, en omettant le facteur en I0 et en substituant dans l'expression de $W_{\alpha}(f_x, f_y)$..[7,38,40,86], on aura

$$W_{\alpha}(f_x, f_y) = 0,3827 \cos^{-1}(\gamma) \int_0^{\lambda \max} C_n^2(h) dh f_n^2 \left[f^2 + \frac{1}{C_n^2(h)} \right]^{-\frac{11}{6}} \left| \frac{2J_1(\pi f D)}{\pi f D} \right|^2 \cos^2(\lambda \pi h f)^2 \quad (4.11)$$

La variance des fluctuations d'AA sont reliée à la densité spectrale d'AA par [86]:

$$\sigma_{\alpha}^2 = \int_0^{+\infty} W_{\alpha}(\bar{f}) df \quad (4.12)$$

$$\sigma_{\alpha}^2(D) = \pi \lambda^2 \int_0^{+\infty} f^3 W_{\varphi}(\bar{f}) \left[\frac{2J_1(\pi Df)}{\pi Df} \right]^2 df \quad (4.13)$$

L'expression de variance donnée selon

Le modèle de Kolmogorov :

$$\sigma_{\alpha}^2(D) = 0,229 \pi \lambda^2 r_0^{\frac{-5}{3}} \int_{-1}^{+\infty} df \cdot f^{\frac{-2}{3}} \left| \frac{2J_1(\pi Df)}{\pi Df} \right|^2 \quad (4.14)$$

Le modèle de Von Karman :

$$\sigma_{\alpha}^2(D) = 0,229 \pi \lambda^2 r_0^{\frac{-5}{3}} \int_0^{+\infty} df \cdot f^3 (f^2 + L_0^{-2})^{\frac{-11}{6}} \left| \frac{2J_1(\pi Df)}{\pi Df} \right|^2 \quad (4.15)$$

La variance par exemple le modèle de Kolmogorov après l'intégrale sera donne par :

$$\sigma_{\alpha}^2(D) = 0,1698 \lambda^2 r_0^{\frac{-5}{3}} D^{\frac{-1}{3}} \quad (4.16)$$

L'expression finale donnant le paramètre de Fried en fonction de la variance des fluctuations de l'AA [40, 86] avec $\sigma_{\alpha}^2(D)$ est prise-en (rd²) :

$$r_0 = 0,3451 \lambda^{\frac{6}{5}} D^{\frac{-1}{5}} (\sigma_{\alpha}^2)^{\frac{-3}{5}} \quad (4.17)$$

Si $\sigma_{\alpha}^2(D)$ est donner en (seconde d'arc)² la formule utilisée généralement dans les programmes

$$r_0 = 8,25 \times 10^5 D^{\frac{-1}{5}} (\sigma_{\alpha}^2)^{\frac{-3}{5}} \quad (4.18)$$

4.1.2 La fonction de structure des fluctuations d'AA

La variance différentielle, où la fonction de structure des fluctuations d'AA est une quantité statistique.[7,38,40,86] :

$$C_{\alpha}(\beta, D) = 2(\sigma_{\alpha}^2(D) - C_{\alpha}(\beta, D)) \quad (4.19)$$

avec $\sigma_{\alpha}^2(D)$ Est la variance des fluctuations d'AA.

$$\sigma_{\alpha}^2(D) = \pi \lambda^2 \int_0^{\infty} f^3 w_{\varphi}(f) \left[\frac{2J_1(\pi Df)}{\pi Df} \right]^2 df \quad (4.20)$$

4.1.3. La fonction de cohérence d'AA (la covariance)

La covariance des fluctuations d'angle d'arrivée est liée à la densité spectrale de la phase par [86] :

$$C_{AA}(\theta) = \pi\lambda^2 \int_0^{+\infty} df f^3 w_{\phi,0}(f) [J_0(2\pi f\theta h) + \cos \phi J_2(2\pi f\theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi Df)}{\pi Df} \right]^2 \quad (4.21)$$

On peut distinguer deux types de covariance, la covariance longitudinale $\phi = \frac{\pi}{2}$ et la covariance transversale [86] $\phi = 0$.

Pour les différentes modèles théoriques (la covariance transversale) :

$$c_{AA}^K(\theta) = 0.0729\lambda^2 r_0^{-5/3} \int_0^{+\infty} df f^{-2/3} [J_0(2\pi f\theta h) + J_2(2\pi f\theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi Df)}{\pi Df} \right]^2 \quad (4.22)$$

$$c_{AA}^{VK}(\theta) = 0.0729\lambda^2 r_0^{-5/3} \int_0^{+\infty} df f^3 \left(\frac{1}{L_0^2} + f^2 \right)^{-\frac{11}{6}} [J_0(2\pi f\theta h) + J_2(2\pi f\theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi Df)}{\pi Df} \right]^2 \quad (4.23)$$

$$c_{AA}^{GT}(\theta) = 0.0729\lambda^2 r_0^{-5/3} \int_0^{+\infty} df f^3 \left(\frac{f}{L_0} + f^2 \right)^{-\frac{11}{6}} [J_0(2\pi f\theta h) + J_2(2\pi f\theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi Df)}{\pi Df} \right]^2 \quad (4.24)$$

$$c_{AA}^E(\theta) = 0.0729\lambda^2 r_0^{-5/3} \int_0^{+\infty} df f^{-2/3} (1 - \exp(-f^2 L_0^2)) [J_0(2\pi f\theta h) + J_2(2\pi f\theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi Df)}{\pi Df} \right]^2 \quad (4.25)$$

où:

f est le module de la fréquence spatiale

D le diamètre d'ouverture mesurant la phase ϕ ;

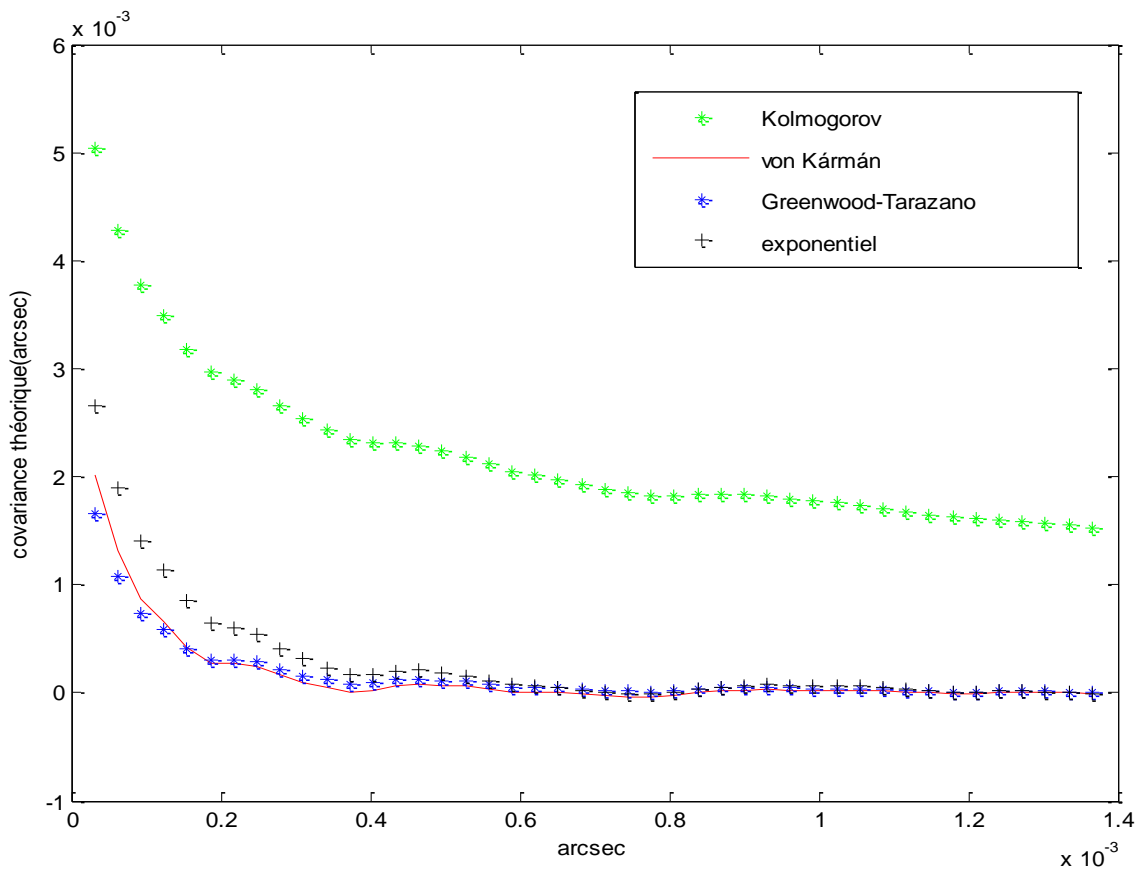
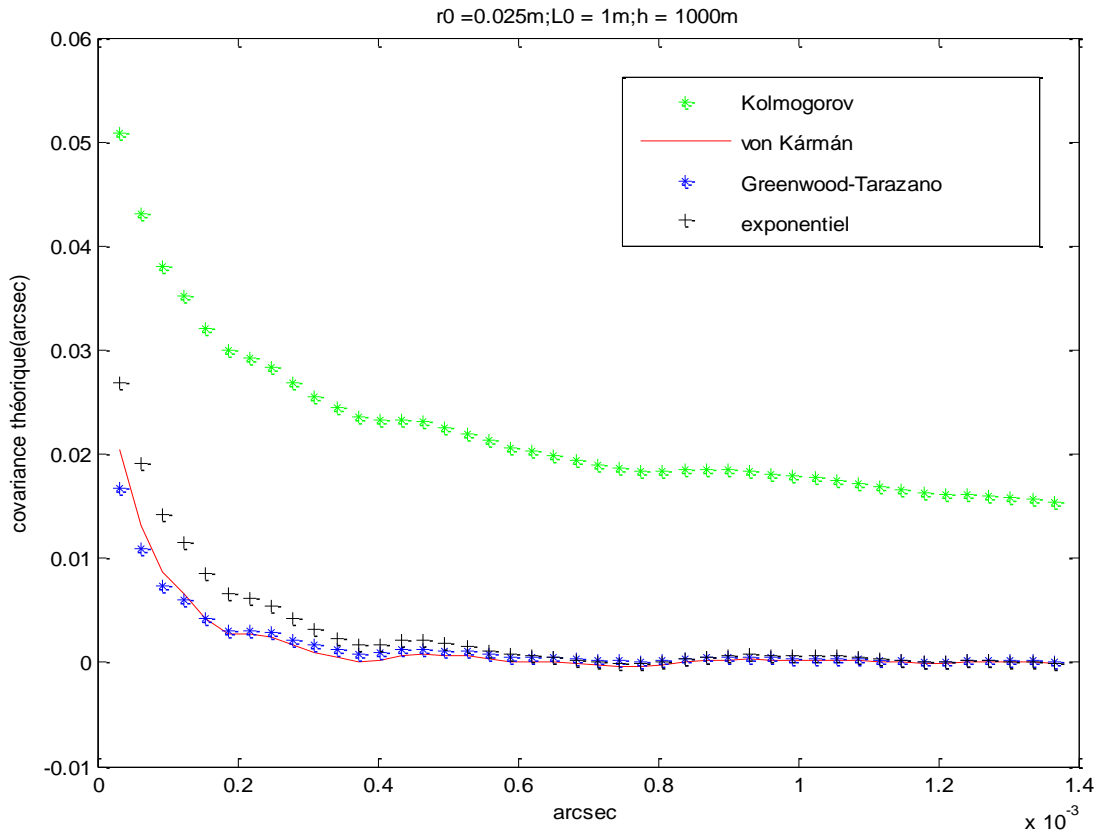
J_0 et J_1, J_2 représentent les fonctions de Bessel.

r_0 : représente le paramètre Fried

L_0 Représente échelle externe de la cohérence spatiale

h : L'altitude de la couche turbulent

θ : L'angle isoplanétisme (secondes d'arc)



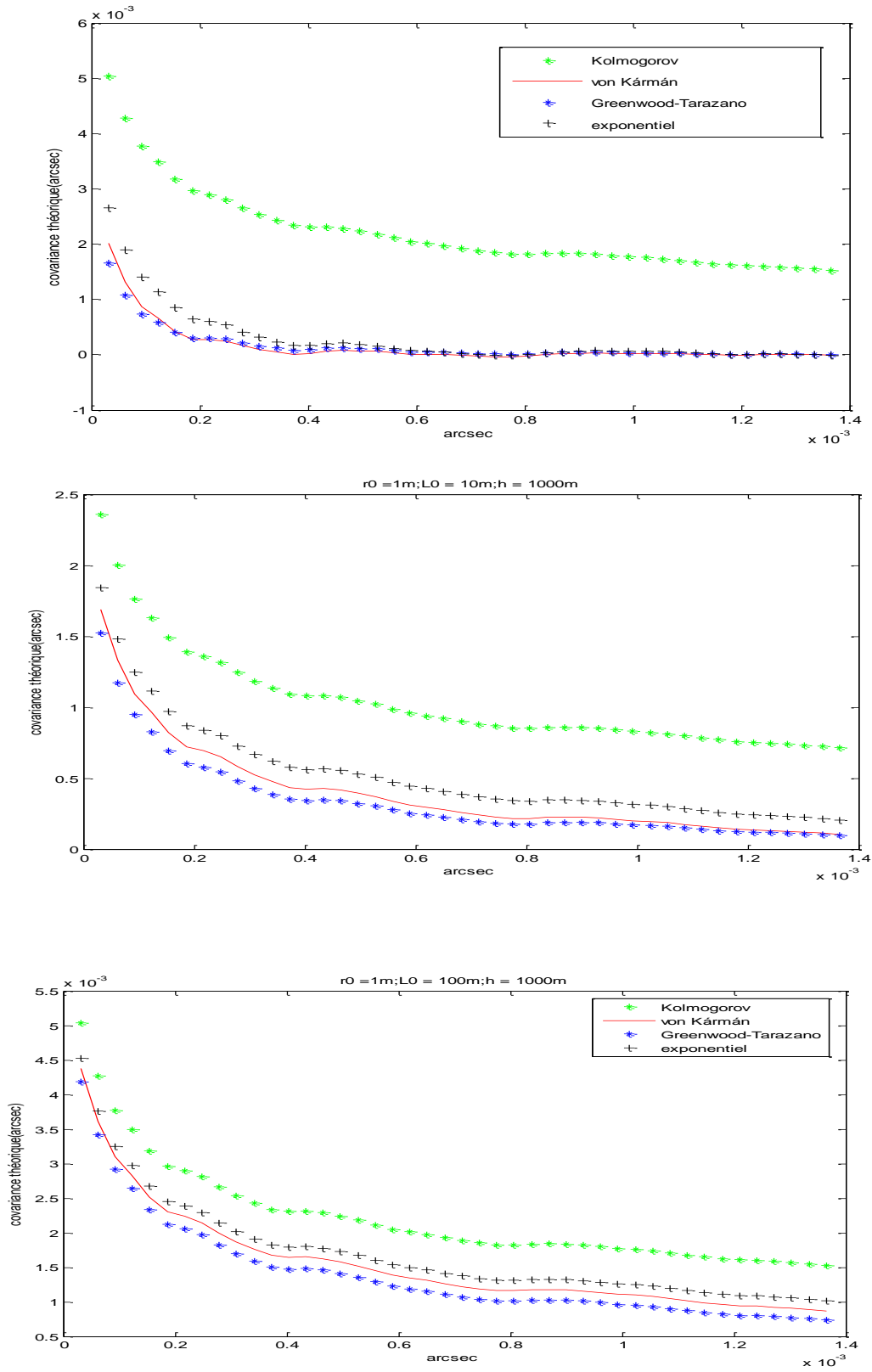


Fig.4. 3.Comparaison des modèles spectraux de turbulence optique (La covariance théorique)

Les figures présente la variation de la densité spectrale de puissance en fonction du nombre d'onde spatial pour différents modèles spectraux de turbulence atmosphérique : Kolmogorov (points verts) : modèle classique basé sur la loi ($-11/3$), sans échelle externe ni interne, il surestime souvent l'énergie aux grandes échelles. Von Kármán (courbe rouge) : introduit une échelle externe limitant la taille maximale des tourbillons, ce qui réduit l'énergie aux basses fréquences. Greenwood-Taranto (courbe bleue) : propose une modification intermédiaire qui tient compte de certaines conditions pratiques d'observation. Exponentiel (croix noires) : modèle empirique basé sur un ajustement exponentiel des données. Ces modèles sont utilisés en optique atmosphérique et en astronomie pour décrire la distribution spatiale des fluctuations de l'indice de réfraction et évaluer l'impact de la turbulence sur la propagation des ondes lumineuses.

4.2 Formation des images à travers la turbulence

En général, On envisage les objets lumineux astronomiques comme des sources étendues dont l'émission a lieu dans l'espace. Ainsi, leurs images représentent l'agrégation des images émises par chaque point lumineux de l'objet. L'image peut être affectée par la position, la longueur d'onde, le temps ou l'intensité $I(x, y, \lambda, t)$ ou la distribution d'intensité $I(r, \lambda, t)$.[7,38,86].

Les rayons sur la pupille du télescope subit une diffraction dans toutes les directions, et le résultat de cette diffraction est concentré par l'optique du télescope pour créer l'image de l'objet observé, c'est-à-dire l'image au foyer du télescope. d'une source éloignée est une tâche appelée tâche d'air y, l'image instantanée (Lorsqu'il s'agit d'une longue exposition [86] (où la durée de l'exposition dépasse le temps de cohérence de la turbulence τ_0), on ne parle plus simplement d'un point lumineux, mais plutôt d'un motif créé par vos valeurs (spectrales) qui se compose de plusieurs points, changeant avec le temps et finissant par créer une tache de diffraction en longue exposition [86] (obtenue en utilisant un temps d'exposition allant d'une seconde à plusieurs heures), qui est plus étendue que celle produite uniquement par le télescope. (figure 1.3) [86]

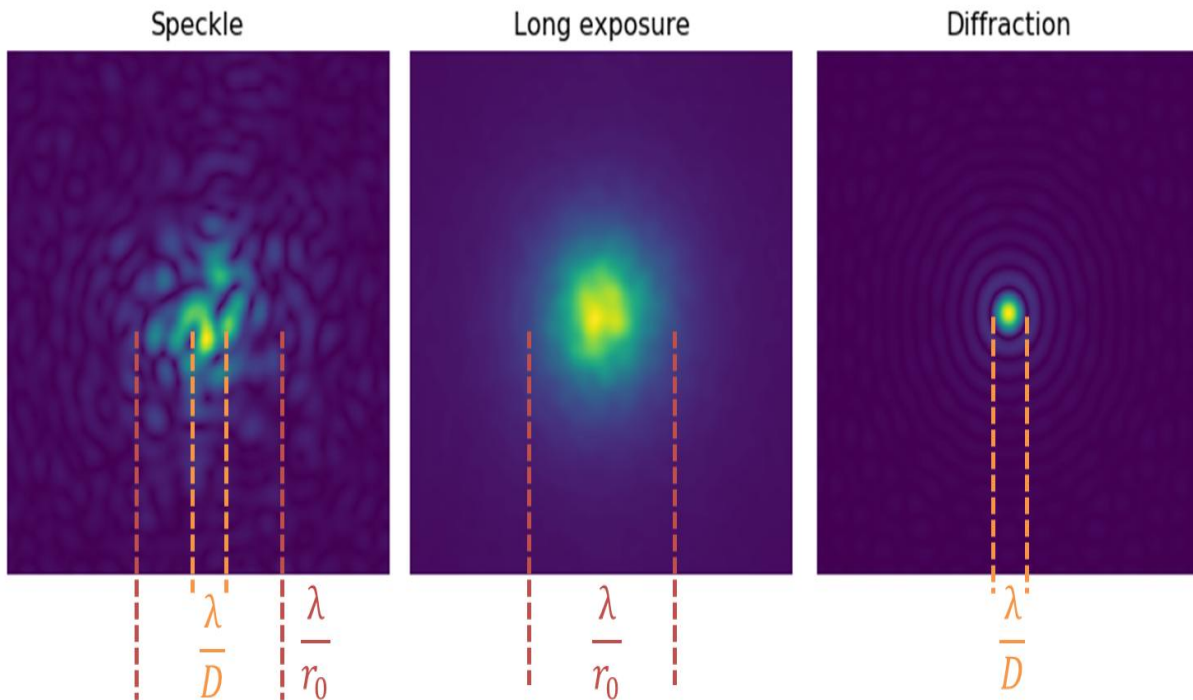


Fig.4. 4. Effet de la turbulence atmosphérique et de la diffraction sur l'image d'une étoile

La figure montre la différence entre trois cas d'imagerie astronomique : Speckle (pose très courte): En présence de turbulence atmosphérique, l'image de l'étoile se fragmente en tavelures (speckles) aléatoires. La taille caractéristique est de l'ordre de (λ/D) , où (D) est le diamètre du télescope. Long exposure (pose longue) : En intégrant la turbulence sur le temps, l'image s'élargit et devient un disque de seeing. La résolution est alors limitée par le paramètre de cohérence de Fried (r_0) , donnant une taille angulaire de l'ordre de (λ/r_0) . Diffraction (sans turbulence) : Dans le vide ou au-dessus de l'atmosphère, l'image idéale est un disque d'Airy, limité uniquement par la diffraction du télescope, de diamètre (λ/D) . Cette comparaison illustre que la turbulence atmosphérique dégrade fortement la résolution des télescopes terrestres, ce qui justifie l'utilisation de l'optique adaptative ou des télescopes spatiaux[38].

4.3 Les effets de la turbulence

Le passage d'une onde lumineuse dans l'atmosphère turbulente entraîne une détérioration du front d'onde avec des variations aléatoires de la phase, ce qui peut avoir plusieurs conséquences sur l'image observée par un télescope au sol [7,40,74].

4.3.1 La scintillation

La scintillation des étoiles est la manifestation la plus évidente de la turbulence, qui est perçue par l'œil humain comme la brillance des étoiles et le changement de couleur d'une seule étoile. Elle correspond aux variations de l'amplitude de l'onde qui atteint le sol.[4, 38, 7,86]

La scintillation est une variation aléatoire de l'intensité globale pour les petits télescopes, tandis que pour les grands télescopes[86], elle participe à la dégradation totale de l'image et est principalement liée au profil de l'indice de réfraction C_n^2 . Selon [20], il est possible de mesurer la scintillation en utilisant l'expression de la densité spectrale de variation de l'amplitude.

Les fluctuations de l'intensité $I(\vec{x})$ sont connues sous le nom de scintillation, qui correspond au carré du module de l'amplitude complexe de l'onde $|\psi_0(\vec{x})|^2$.

On définit le taux (ou indice) de scintillation σ_I^2 comme la variance des fluctuations relatives de l'éclairement.[7,38,40,86].

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} \quad (4.26)$$

$\langle I \rangle$: représente l'intensité moyenne.

En prenant en compte l'intégrale du spectre de puissance des fluctuations $\chi(\vec{x})$ de l'éclairement, on peut évaluer la variance des fluctuations relatives d'amplitude.[7,38,40,86] σ_x^2

$$\sigma_x^2 = \int_0^\infty \phi_x(\vec{f}) df \quad (4.27)$$

Lorsque les perturbations sont faibles, le taux de scintillation est écrit

$$\sigma_I^2 = 4\sigma_x^2 \quad (4.28)$$

L'expression du spectre de puissance des fluctuations d'éclairement pour le modèle de Kolmogorov .[7,38,40,86], s'écrit:

$$w_{A,0}(\vec{f}) = 0.3870 \lambda^{-2} \int C_n^2(h) \delta h f^{-\frac{11}{3}} \sin^2 \pi \lambda h f^2 \quad (4.29)$$

Et la variance de scintillation est le moment d'ordre 2 des fluctuations d'amplitudes s'écrit [86]:

$$\sigma_I^2 = 19.11 \lambda^{-7/6} \int C_n^2(h) h^{5/6} \delta h \quad (4.30)$$

Il convient de souligner que la chromaticité de la scintillation diminue considérablement dans l'infrarouge [88].

La turbulence atmosphérique se traduit par des variations temporelles aléatoires du flux lumineux, Cela génère une interférence scintillante qui limite la précision des mesures photométriques effectuées depuis la surface terrestre, surtout pour les observations d'occultations, l'identification des transits planétaires et en astérosismologie. On vous a formé sur des données jusqu'en octobre 2023.

Divers dispositifs comme le Système de Détection et de Ranging par Scintillation (SCIDAR) et le Capteur Multi Ouvertures par Scintillation (MASS). On utilise le Lunar Scintillomètre (LuSci) et d'autres instruments comme [7,38,40,86] pour mesurer la scintillation, en particulier afin de déterminer le profil vertical de la constante structurelle de l'indice de réfraction.

4.3.2 L'agitation

L'agitation à l'intérieur d'un télescope est l'une des conséquences des détériorations du front d'onde sur les images. C'est la variation de la phase de l'image dans le plan focal du télescope qui cause ce flou. [38], ce qui provoque une fluctuation de l'angle d'incidence, d'après A. Berdja.

En examinant la densité spectrale de fluctuation d'AA, qui est en relation directe avec la densité spectrale de la phase, il est possible de dériver les fonctions de variance et de covariance d'AA, qui sont liées aux paramètres caractéristiques de la turbulence [86], selon l'équation (4.14). Selon W. Dali Ali, les deux modèles sont :

1) La variance :

Modèle de Kolmogorov

$$\sigma_{AA}^2 = 0.1698 \lambda^2 r_0^{-5/3} D^{-1/3} \quad (4.31)$$

Et le paramètre de Fried en fonction de la variance, si la variance en (rd^2) l'équation (4.32), et si la variance en (seconde d'arc) [86] l'équation (4.33)

$$r_0 = 0.3451 \lambda^{6/5} D^{-1/5} (\sigma_{AA}^2)^{-3/5} \quad (4.32)$$

$$r_0 = 8.25 \cdot 10^5 D^{-1/5} (\sigma_{AA}^2)^{-3/5} \quad (4.33)$$

Modèle de Von Kàrmà

$$\sigma_{AA}^2 = 0.0229 \pi \lambda^2 r_0^{-5/3} \int_0^{+\infty} df f^3 (f^2 + L_0^{-2})^{-11/6} \left| \frac{2J_1(\pi f D)}{\pi f D} \right|^2 \quad (4.34)$$

2) La covariance :

L'expression représente la corrélation des fluctuations d'angle d'arrivée, c'est la covariance qui correspond par les paramètres caractérisée la turbulence atmosphérique [20]) tel que θ, r_0, L_0, h et à partir l'équation (4.21) la covariance transversale donnée par [86]:

$$C_{AA}(r_0, L_0, h, \theta) = 0.0716 \lambda^2 r_0^{-5} \int_0^{+\infty} d\mathbf{f}^3 \left(\frac{1}{L_0^2} + \mathbf{f}^2 \right)^{-11/6} [J_0(2\pi\mathbf{f}\theta h) + J_2(2\pi\mathbf{f}\theta h)] \left| \frac{2J_1(\pi\mathbf{f}D)}{\pi\mathbf{f}D} \right|^2 \quad (4.35)$$

où θ représente une direction angulaire sur le ciel dont les limites sont imposées par le champ sur lequel est faite l'analyse [86].

On a démontré que la portée de l'agitation est grandement influencée par l'échelle externe. Un modèle ajusté de la turbulence atmosphérique de Kolmogorov, comme suggéré par Von Kármán, a été utilisé pour effectuer une estimation plus précise de l'agitation..

L'agitation génère un bruit qui limite la précision des mesures de position astrométrique effectuées par les télescopes terrestres. Cela justifie l'avancement de l'astrométrie spatiale obtenue grâce aux missions HIPARCOS et GAIA.

Il est possible de minimiser l'impact du flou dû à l'agitation dans une image à longue exposition en employant un système automatique de guidage rapide (correcteur de mouvement de type tip-tilt).pour éliminer l'effet de l'agitation.

L'angle de seeing est défini pour donner la résolution angulaire de l'image à longue pose, avec $\varepsilon = 0,98\lambda/r_0$.

Un flou (image blurring) est la dégradation de l'image restante, qui ne peut être atténuée qu'en optant pour un site d'observation avec une faible turbulence atmosphérique (avec un grand r_0 et des vents faibles).[7, 40, 75]

4.3.3 L'étalement

Au foyer du télescope, l'image courte pose se compose de nombreuses taches appelées tavelures (speckles) de dimension $\frac{\lambda}{D}$ mais l'image longue pose est la moyenne des images en temps courte forme une tache de diamètre $\frac{\lambda}{r_0}$, c'est l'étalement, il dépend au r_0 et lie à largeur à mi hauteur FWHM par la relation [86],

$$FWHM = 0.976 \frac{\lambda}{r_0} \quad (4.36)$$

Pour éliminer les effets de l'étalement des images en utilisant une méthode d'optique adaptative consiste à corriger en temps réel les aberrations optiques du front d'onde causées par

la turbulence atmosphérique. La résolution angulaire de l'image est alors proche de celle du télescope, mais elle est limitée par la diffraction, car l'objet dont on fait l'image est entièrement dans le champ d'isoplanétisme [53].

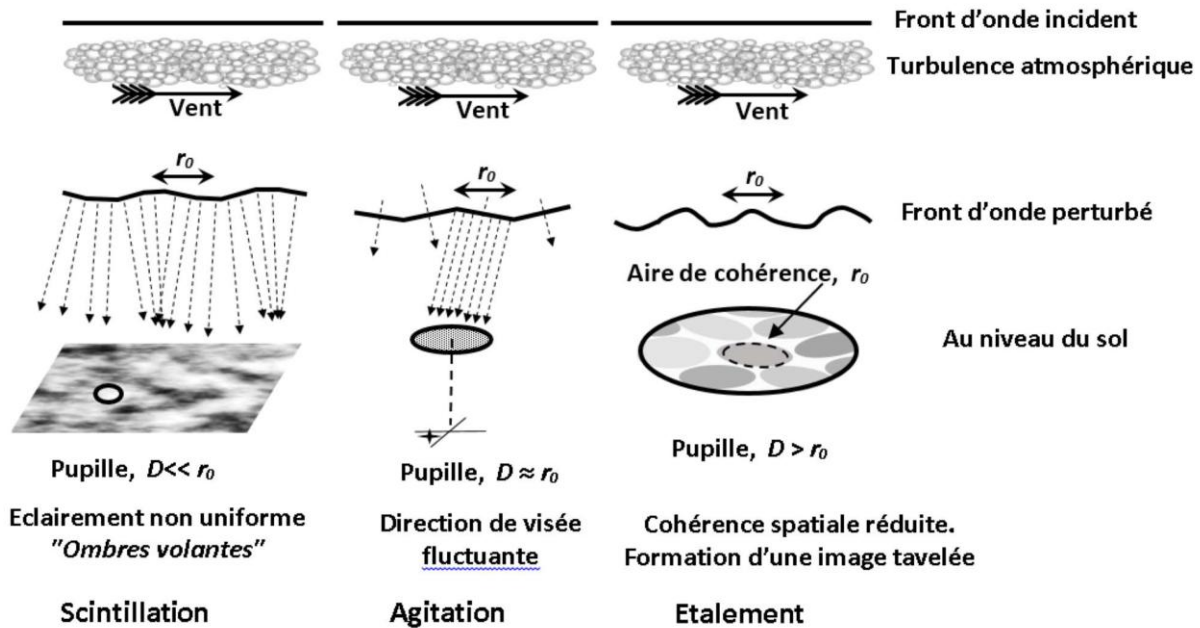


Fig.4. 5.Effets de la turbulence atmosphérique selon le rapport entre le diamètre du télescope (D) et le paramètre de Fried (r_0) [74].

La figure illustre trois régimes d'effet de la turbulence atmosphérique sur l'image d'une étoile : Scintillation ($D \ll r_0$) : éclairage non uniforme dû aux "ombres volantes".

Agitation ($D \approx r_0$) : la direction de visée fluctue, provoquant un déplacement de l'image.

Étalement ($D \gg r_0$) : réduction de la cohérence spatiale et formation d'une image tavelée élargie.

4.4 L'estimation des paramètres de la turbulence atmosphérique

Plusieurs techniques sont employées afin d'évaluer les divers paramètres de la turbulence atmosphérique, en se basant sur l'analyse des fluctuations d'angle d'arrivée. D'où l'intérêt de la connaissance de ces paramètres est plus grand que celui de l'observation astronomique résolument angulaire [86].

Au cours des années récentes, il a été constaté que l'analyse statistique des fluctuations d'angle d'arrivée est le moyen le plus efficace et le plus simple pour évaluer les divers paramètres de la turbulence atmosphérique qui causent la détérioration des images astronomiques[86].

Dans cette section, nous avons évalué les paramètres de la turbulence en utilisant les mesures de la variance et de la covariance de l'angle d'arrivée. Cette estimation est réalisée en trois étapes [86]:

Étape initiale : extraction du contour.

Le point d'inflexion de chaque ligne d'une image est recherché pour chaque image perturbée (par la première dérivation, nous cherchons le point maximum ou par la dérivation secondaire, nous cherchons le passage par point zéro), comme dans l'image des bord solaires. Il existe deux méthodes pour enregistrer la coordonnée de chaque point d'inflexion dans un vecteur dont la taille varie en fonction de l'image [86].

1^{ère} Étape : simule l'image du bord solaire non perturbée et le bord solaire perturbée (l'image travers la turbulence atmosphérique) par les utilisations de la relation objet-image

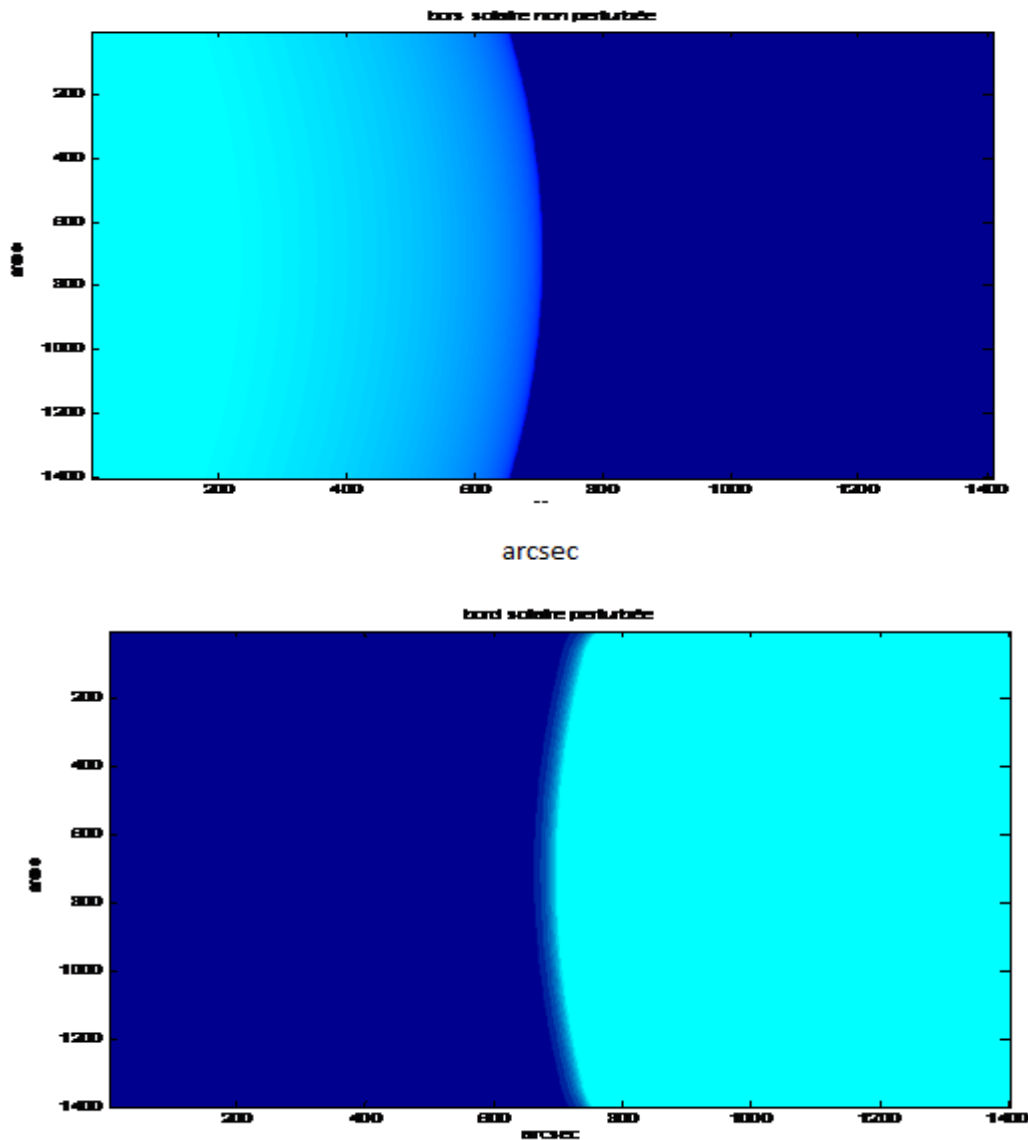


Fig.4. 6. Bord solaire non perturbé (A)

Bord solaire perturbé (B)

L'image (A) représente le bord du Soleil tel qu'il apparaîtrait sans l'influence de l'atmosphère terrestre. Le contraste est net et la transition entre le disque solaire et le fond du ciel est bien définie, car aucune turbulence n'altère la propagation des ondes lumineuses, par la turbulence atmosphérique, l'image(B) montre l'effet de la turbulence atmosphérique sur le bord solaire, les irrégularités de l'indice de réfraction de l'air, causées par des variations de température et de densité, diffusent et déforment les ondes lumineuses. Ainsi, le contour du Soleil apparaît brouillé et moins net, illustrant la dégradation de l'image due à la relation objet-image perturbée par l'atmosphère

2^{eme} Etape : extraction du contour, pour chaque image perturbée nous cherchons la position du point d'inflexion de chaque ligne d'une image par la dérivée première (chercher le point max) ou par la dérivée secondaire (le passage vers point zéro) [86]

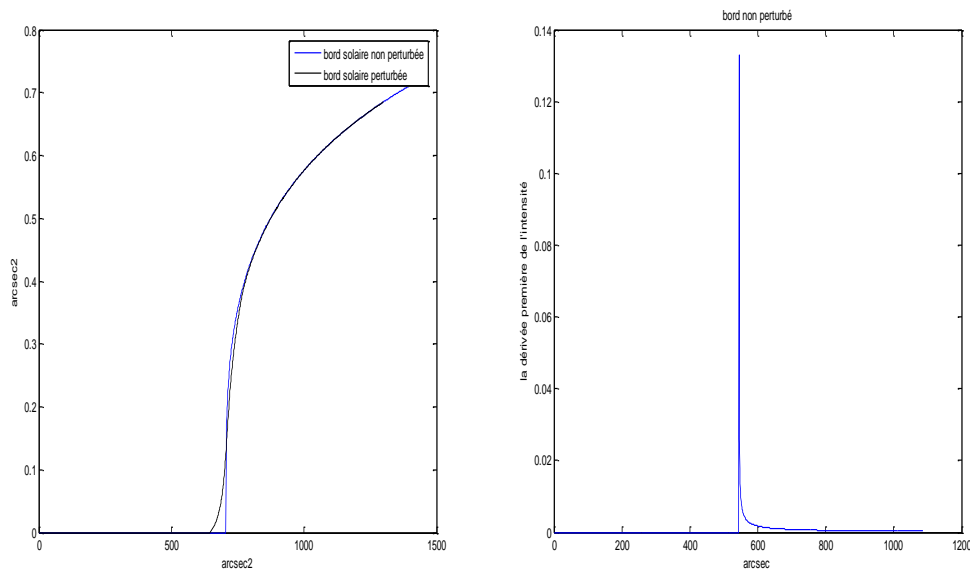


Fig.4. 7. Extraction des contours des images perturbées à partir des points d'inflexion

Dans le traitement des images affectées par la turbulence (par exemple atmosphérique), on cherche à extraire les contours ou les structures caractéristiques en analysant les profils d'intensité lumineuse de chaque ligne de l'image. Le point d'inflexion du profil est la zone où la courbure du signal change. Ce point peut être déterminé par : La dérivée seconde : le passage par zéro indique la position de l'inflexion. Cette méthode permet donc d'obtenir une délimitation précise des contours même en présence de perturbations, ce qui améliore l'analyse spectrale et les mesures astronomiques

La troisième, l'extrait les fluctuations d'AA.

Extraction des fluctuations d'AA (les fluctuations d'AA sont des résidus déduits est la différence entre le contour original (image non perturbée) et le contour perturbée (l'image perturbée) [86]

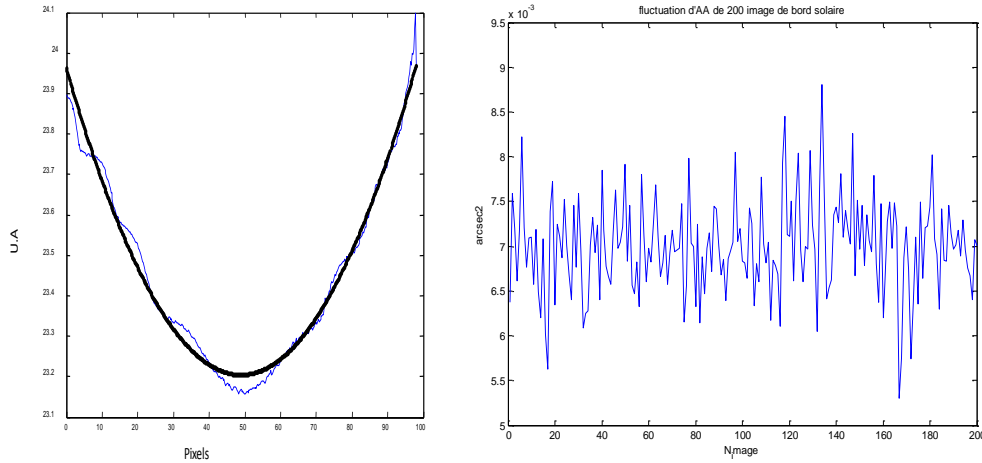


Fig.4. 8.Extraction des fluctuations d'AA à partir des contours perturbés et non perturbés

Les fluctuations d'AA représentent les résidus obtenus en calculant la différence entre : le contour original extrait d'une image non perturbée, et le contour perturbé obtenu à partir d'une image affectée par la turbulence. Cette différence met en évidence les distorsions locales introduites par la turbulence atmosphérique, permettant d'analyser avec précision : l'ampleur des fluctuations, leur répartition spatiale, et leur impact sur la qualité de l'image. Ainsi, l'extraction des fluctuations d'AA constitue une étape essentielle pour la caractérisation quantitative des effets de la turbulence et pour l'amélioration des méthodes de correction optique (comme l'optique adaptative).

La quatrième étape

Consiste à extraire la variance et la covariance, grâce à des analyses statistiques.

La fonction de la covariance des fluctuations d'angle d'arrivée au bord solaire on été calculée par la relation

$$C_{AA}(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\theta_m - \theta} \sum_{k=1}^{\theta_m - \theta} (\alpha(k) - \alpha(k + \theta))^2 \quad (4.37)$$

Ou' θ est la séparation angulaire en pixels and θ_m est le maximum étendue accessible dans l'image.

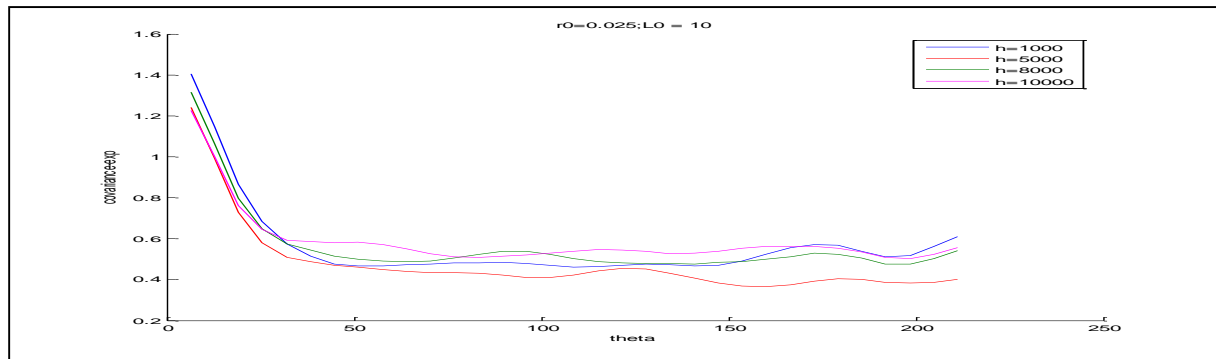


Fig.4. 9. Covariance expérimentale pour $r_0=0.025\text{m}$, $L_0=10\text{m}$, et différentes valeurs de h

Ce graphique présente la covariance expérimentale des fluctuations de l'angle d'arrivée (Angle of Arrival – AoA), mesurée pour :

- $r_0 = 0.025 \text{ m}$: le rayon de cohérence, représentant l'intensité de la turbulence atmosphérique (plus r_0 est petit, plus la turbulence est forte),
- $L_0 = 10 \text{ m}$: l'échelle externe de la turbulence (taille maximale des structures turbulentes),
- et pour différentes hauteurs h de la couche turbulente.

Chaque courbe correspond à une valeur différente de h . Voici ce qu'on peut en déduire :

1. Comportement général des courbes :

- La covariance diminue rapidement au début, ce qui traduit une stabilisation des mesures ou une diminution de la corrélation à petite échelle.
- Ensuite, les courbes tendent vers une valeur asymptotique ou montrent de légères oscillations, indiquant la présence de fluctuations résiduelles.

2. Effet de la hauteur h :

- Plus la hauteur h augmente, plus la covariance tend à être élevée dans la zone stabilisée.
- Cela s'explique par le fait que les couches turbulentes plus éloignées (grande h) affectent plus globalement le front d'onde, induisant une corrélation angulaire plus importante entre les points d'observation.
- À l'inverse, une turbulence proche (h faible) produit des variations plus localisées, donc une covariance plus faible.

3. Pertinence expérimentale :

- Ces résultats confirment les prédictions théoriques selon lesquelles la position verticale des couches turbulentes joue un rôle fondamental dans le comportement spatial de l'angle d'arrivée.

- Ils peuvent être utilisés pour affiner les modèles de propagation dans l'atmosphère ou améliorer les systèmes de compensation adaptative (optique adaptative).

L'analyse expérimentale de la covariance des fluctuations de l'angle d'arrivée montre que la hauteur de la couche turbulente (h) a une influence directe sur le niveau et la stabilité de la covariance. Des couches plus éloignées génèrent une corrélation plus forte, traduisant un effet plus uniforme sur le front d'onde. Cette observation est cruciale pour la modélisation des effets de la turbulence atmosphérique dans les systèmes optiques et d'observation astronomique.

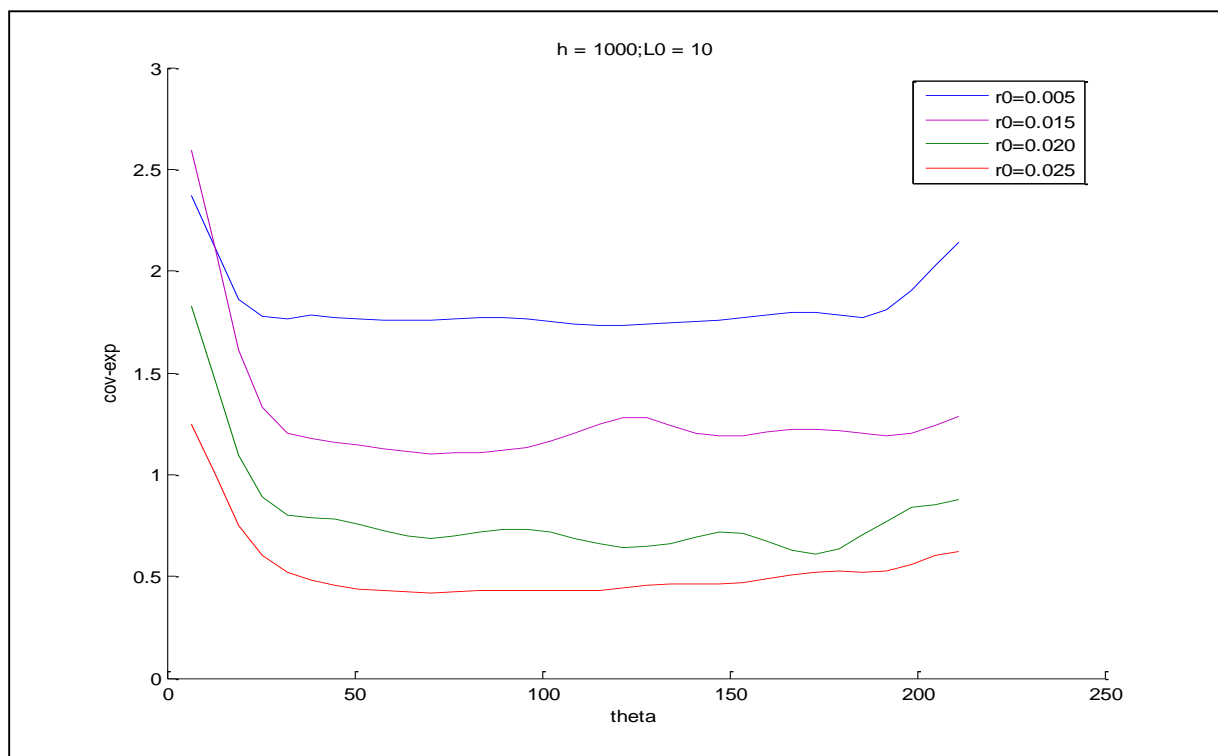


Fig.4. 10. Covariance expérimentale pour $h=1000\text{m}$, $L_0=10\text{m}$, et différentes valeurs de r_0

5^{eme} : Extraction les paramètres de la turbulence par l'ajustement non linéaire en utilise la méthode de Levenberg-Marquardt

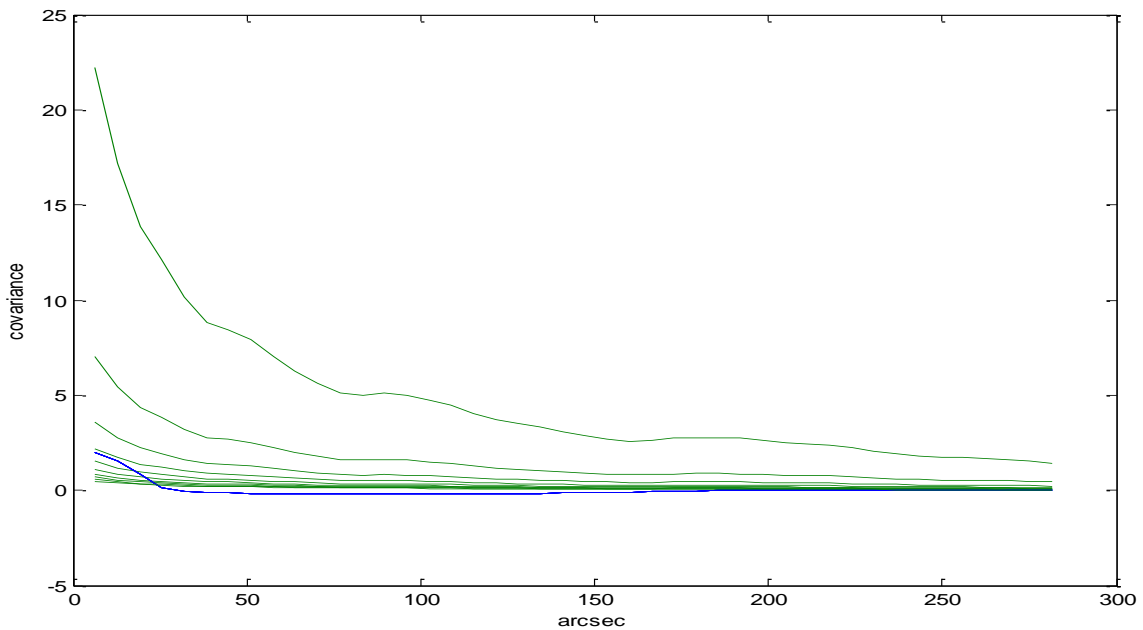


Fig.4. 11.L'ajustement non linéaire en utilise la méthode de Levenberg-Marquardt.

Les résultats des paramètres de turbulence pour chaque modèle sont regroupés dans le tableau suivant :

	Le paramètre de Fried r_0 (m)	l'échelle externe L_0 (m)	La hauteur de la couche turbulente h(m)	l'angle isoplanétisme θ_0 (arcsec)	le temps de cohérence τ_0 (second)
Kolmogrove (K)	0.05		10000	$0.157 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-4}$
Van Karman (VK)	0.05	10	8000	$1.96 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-4}$
Greenwood Tarazano (GT)	0.05	10	10000	$0.157 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-4}$
Exponential (E)	0.05	10	10000	$0.157 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-4}$

Tableau: Comparaison des modèles spectraux de turbulence atmosphérique selon différents paramètres caractéristiques

$$\text{Ou } \theta_0 = 0.314 \frac{r_0}{h} \quad (4.38)$$

$$\tau_0 = 0.314 \frac{r_0}{v}, \quad v : \text{ la vitesse de vent}$$

Ce tableau présente une comparaison entre plusieurs modèles spectraux de la turbulence atmosphérique (Kolmogorov, Van Karman, Greenwood, Tarazano et Exponentiel).

Les paramètres étudiés incluent : Le paramètre de Fried (r_0) : mesure de la qualité optique de l'atmosphère et de la taille de la tache de diffraction causée par la turbulence. L'échelle externe (L_0) : taille maximale des tourbillons turbulents. La hauteur de la couche turbulente (h) : altitude caractérisant la zone principale de perturbation atmosphérique. L'angle d'isoplanétisme (θ_0): zone angulaire dans laquelle la turbulence est supposée identique. Le temps de cohérence (τ_0): durée caractéristique pendant laquelle l'onde lumineuse reste corrélée malgré la turbulence. Interprétation Ce tableau met en évidence les différences numériques entre les modèles spectraux : Le modèle Van Karman présente une valeur plus élevée pour l'angle d'isoplanétisme, traduisant une meilleure stabilité angulaire. Les autres modèles (Kolmogorov, Greenwood, Tarazano et Exponentiel) donnent des résultats similaires pour les paramètres considérés, avec des variations minimales liées à la modélisation des grandes échelles de turbulence.

4.5 Conclusion

L'analyse statistique (la covariance) est un moyen efficace qui permet d'estimer les différents paramètres de la turbulence atmosphérique tels que $r_0, L_0, h, \tau, \theta$ par l'analyse des fluctuations d'angle d'arrivée.

Nous commençons par examiner les évaluations théoriques de la covariance pour quatre modèles de turbulence (Van Karman (VK) ; Greenwood Tarazano (GT) ; Exponential (E)) où les résultats obtenus sont similaires à tous les modèles sauf le modèle de Kolomogrove quand les valeurs de r_0, L_0, h varient mais si L_0 est de valeur grande tous les modèles de même covariance permettant à l'un d'entre eux d'être utilisé dans les simulations des paramètres de turbulence atmosphérique, nous avons aussi fait les estimations de la covariance expérimentale par des images de bord solaire simulé qui donnent des fluctuations d'angle d'arrivée qui sont traitées par l'analyse statistique.

La dernière étape pour estimer les différents paramètres de la turbulence atmosphérique c'est la comparaison entre la covariance théorique et la covariance expérimentale (simulée) par la fonction de minimisation, les résultats semblent concorder avec les estimations indépendantes effectuées avec l'image de bord solaire simulé où les valeurs des paramètres de turbulence atmosphérique sont convergents, cette estimation permet d'améliorer les connaissances statistiques sur le modèle de turbulence et d'améliorer les techniques d'imagerie à haute résolution angulaire telles que l'interférométrie et l'optique adaptative.

Ces résultats demandent à être confirmés par une étude des images réelles.

Reste que la turbulence joue un rôle très important en astrophysique néanmoins un handicap majeur pour l'observation des objets astronomiques. En effet le pouvoir est fortement diminué par la turbulence atmosphérique (plus la turbulence est importante plus la résolution du télescope est affectée) [86, 87].

La méthode a été proposée pour l'estimation des paramètres de turbulence atmosphérique qui s'appuie sur premièrement sur l'existence d'une relation linéaire entre la covariance des fluctuations d'angle d'arrivée et tous les paramètres de turbulence atmosphérique c'est la covariance théorique et la deuxième par l'existence des images du bord solaire qui donnent des fluctuations d'angle d'arrivée c'est la covariance expérimentale et finalement par la comparaison entre les deux covariances cette méthode est très importante pour toutes les techniques d'imagerie à haute résolution angulaire telles que l'interférométrie et l'optique adaptative [57, 66, 86].

Conclusion générale

Conclusion générale

En astronomie, l'observation de la lumière émise par l'espace permet de faire des suppositions sur la nature de l'Univers.

La dimension réelle de la pupille d'entrée d'un télescope est liée à sa résolution angulaire, qui représente son aptitude à nous donner la possibilité de discerner les détails les plus fins dans son champ de vision..

Plus la pupille est grande, plus la résolution angulaire de l'instrument est élevée.

Cependant, cela ne peut être accompli qu'en l'absence des effets de la turbulence atmosphérique, ou du moins si ceux-ci sont suffisamment compensés. Effectivement, la turbulence de l'atmosphère perturbe la propagation de la lumière qui parvient jusqu'au télescope. La principale manifestation de cette perturbation est la présence d'importantes aberrations optiques qui entraînent des images de mauvaise qualité dans le foyer du télescope.

La propagation d'une onde lumineuse à travers la turbulence atmosphérique entraîne des changements de phase et d'intensité. Dans ces conditions, l'image d'une étoile ne se présente plus comme une tache de diffraction à travers la pupille du télescope, mais plutôt comme une distribution irrégulière qui dépend principalement de la répartition spatiale des variations de phase à l'entrée du télescope. Une telle représentation, constituée de tavelures (speckles), évolue au fil du temps et se transforme en une longue pose.

Une tache de diffraction qui dépasse celle du télescope en lui-même.

La résolution angulaire d'un instrument terrestre est donc affectée par les conditions de turbulence optique (les effets de la turbulence atmosphérique sur la lumière). Cela implique que le choix des lieux d'observation est essentiel, basé sur les propriétés statistiques de la turbulence optique.

On dispose de techniques visant à atténuer les effets de la turbulence optique sur les observations en astronomie.

La première l'optique adaptative offre une compensation en temps réel sur le trajet optique de la lumière dans le télescope consiste à évaluer les déformations des fronts d'onde et à appliquer une déformation inverse afin de créer des images avec des ondes planes, comme s'il n'y avait pas de turbulence optique.

La deuxième méthode implique des analyses numériques à posteriori sur des séries d'images afin d'extraire des informations sur l'image de l'objet d'étude, qui serait similaire à celle que l'on aurait obtenue sans turbulence optique dans le cadre de l'interférométrie. .

Pour mieux optimiser les systèmes d'optique d'observation à haute résolution, il est possible de caractériser les turbulences atmosphériques (une connaissance précise des effets

optiques de la turbulence atmosphérique) ou d'estimer différents paramètres de cohérence du front d'onde, ce qui permet au télescope au sol d'obtenir une résolution supérieure à celle du télescope spatial, d'autant plus que le diamètre du télescope au sol dépasse largement celui du télescope spatial.

Les conclusions des recherches menées dans le cadre de cette thèse contribuent à la compréhension des divers paramètres pertinents de la turbulence atmosphérique, qui ont été identifiés il y a quelques années et dont certains sont encore controversés. Ils devraient donc contribuer à l'amélioration des observations à haute résolution angulaire.

L'analyse des fronts d'onde perturbés par la turbulence atmosphérique a joué un rôle essentiel dans cette étude, différentes méthodes ont été suggérées afin d'évaluer les divers paramètres de cohérence spatiale des fronts d'onde. Les recherches ont principalement porté sur l'analyse statistiques et théorique (la covariance), la simulation numérique des phénomènes et la réalisation d'expériences afin d'évaluer l'impact des divers paramètres sur les moments quantifiant les fronts d'onde. L'impact des divers modèles de turbulence sur la turbulence après avoir analysé ces estimations, en raison de ses applications dans les domaines de l'imagerie à haute résolution angulaire, comme l'interférométrie et l'optique adaptative.

Les travaux menés cette thèse permettent d'explorer différentes perspectives. L'évaluation des caractéristiques du front d'onde, c'est-à-dire l'évaluation des paramètres de cohérence du front d'onde, est influencée par les conditions atmosphériques et peut fluctuer avec le temps, l'altitude et le site d'observation. Donc, les recherches de cette thèse offrent l'opportunité de concevoir et d'expérimenter de nouvelles approches.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] J.J. Borgnino, Ceppatelli, G., Ricort, G., and Righini, A. : 1982. *Astron. Astrophys.* 107,333.
- [2] A. Irbah, M. Chibani, L. Lakhal, A. Berdja, J. Borgnino, F. Martin, & P. Assus, "MISOLFA: a generalized solar seeing monitor," SF2A 2001-Lyon, EDPS Conference Series in Astronomy & Astrophysics, 59_61, 2001
- [3] A. Irbah, J. Borgnino, F. Laclare & G. Merlin, "Isoplanetism and High Spatial Resolution Solar Imaging," *Astron. Astrophys.* 276, 663_672, 1993
- [4] A. Berdja, A. Irbah & J. Borgnino, "Simulation of the Anisoplanatic Angle-of-Arrival Fluctuations Measured on the Solar Edge Images," SF2A 2002-Paris, EDPS Conference Series in Astronomy & Astrophysics, 205_206, 2002 207.
- [5] A. Berdja, J. Borgnino. & A. Irbah. : « Fresnel diffraction and polychromatic effects on angle-of-arrival fluctuations », *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 8: (2006)1-8.
- [6] A. Berdja, A. Irbah & J. Borgnino, "Simulation of Angle-of-Arrival fluctuations as observed in the MISOLFA pupil plane," SF2A 2002-Bordeaux, EDPS Conference Series in Astronomy & Astrophysics, 355_357, 2003.
- [7] A. Berdja, "Effets de la Turbulence Atmosphérique lors de l'observation du soleil à Haute Résolution Angulaire", thèse de doctorat (2007)
- [8] A. Berdja, A. Irbah & J. Borgnino, "Simulation of Angle-of-Arrival fluctuations as observed in the MISOLFA pupil plane," SF2A 2002-Bordeaux, EDPS Conference Series in Astronomy & Astrophysics, 355_357, 2003.
- [9] A. Berdja, A. Irbah, J. Borgnino & F. Martin, "Simulation of pupil-plane observation of angle-of-arrival fluctuations in daytime turbulence," *SPIE* 5237, 238_248, 2004.
- [10] A. Berdja, J. Borgnino & A. Irbah, "Fresnel diffraction and polychromatic effects on angle-of-arrival fluctuations," *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 8, 244_251, 2006
- [11] A. Berdja & J. Borgnino, "Modelling the optical turbulence boiling and its effect on nighttime differential image motion," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 378, 1177_1186, 2007
- [12] A. Bouzid, A. Irbah, J. Borgnino. and H. Lanteri. : "Estimation of atmospheric turbulence profiles from angle-of-arrival fluctuations observed on solar limb images" .117
- [13] C. Aime. : "Teaching Astronomical Speckle Techniques", submitted to *European Journal of Physics*, (2000).

- [14] Aristidi et al.: «A new generalized differential image motion monitor», SPIE conf. 9145 on “Astronomical telescopes and instrumentation”, Montréal, 22-27 June, 2014.
- [15] J. Borgnino.: « Etude de la dégradation des images astronomiques diurnes par analyse statistique des fluctuations d’angles d’arrivée. », thèse de doctorat (1978).
- [16] J. Borgnino: “Modelling the Optical Effects of Atmospheric Turbulence in High Angular Resolution Astronomical Observations: Wavefront coherences and related parameters”; 2004.
- [17] Chollet F. : « Observation du Soleil à l’Astrolabe », thèse de doctorat (1981).
- [18] R Conan, J Borgnino, A Ziad, F Martin.: Analytical solution for the covariance and for the decorrelation time of the angle of arrival of a wave front corrugated by atmospheric turbulence . » J. Opt. Soc. Am. A 17, 1807-1818 (2000).
- [19] R. Conan, A. Ziad, J. Borgnino, F. Martin & A. Tokovinin, "Measurements of the wavefront outer scale at Paranal : influence of this parameter in interferometry," SPIE 4006, 963_973, 2000
- [20] R. Avila ., A. Ziad ., J. Borgnino ., A. Agabi . and A. Tokovinin .:” Theoretical spatiotemporal analysis of angle-of-arrival induced by atmospheric turbulence as observed with the grating scale monitor experiment “, J. Opt. Am. A / Vol. 14, N11, (1997).
- [21] M. Lemaitre , « Etude de la turbulence atmosphérique en vision horizontale lointaine et restauration de séquences dégradées dans le visible et l’infrarouge » these doctorat (2007)
- [22] R. Conan, A. Ziad, J. Borgnino, F. Martin & A. Tokovinin, "Measurements of the wavefront outer scale at Paranal : influence of this parameter in interferometry," SPIE 4006, 963_973, 2000.
- [23] D. Hestroger & C. Magnan, "Wavelength Dependency of the Solar Limb Darkening," A&A 333, 338_342, 1998
- [24] F. Laclare, C. Delmas, J. P. Coin & A. Irbah, "Measurements and Variations of the Solar Diameter," Solar Physics 166, 211_229, 1996
- [25] F. Martin, J. Borgnino & F. Roddier, "Localisation de couches turbulentes atmosphériques par traitement optique de clichés d’ombres volantes stellaires," Nouv. Rev. Optique 6, 15_23, 1975

- [26] F. Martin & J. Borgnino, "Analyse statistique des déformations aléatoires d'une surface d'onde dues à la turbulence atmosphérique au voisinage du sol. II.- Estimation des fonctions de corrélations par traitement numérique," *J. Optics (Paris)*, 9, 15_24, 1978
- [27] F. Roddier, "Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy," *Progress in Optics* 19, E. Wolf Ed, 281_376, 1981.
- [28] J. Borgnino & F. Martin, "Analyse statistique des déformations aléatoires d'une surface d'onde dues à la turbulence atmosphérique au voisinage du sol. I.- Exposé de la méthode, Premiers résultats," *J. Optics (Paris)*, 8, 319_326, 1977
- [29] J. Borgnino & F. Martin, "Correlation between angle-of-arrival fluctuations on the entrance pupil of a solar telescope," *J. Opt. Soc. Am.* 8, 1065_1072, 1977
- [30] J. Borgnino & J. Vernin, "Experimental verification of the inertial model of atmospheric turbulence from solar limb motion," *J. Opt. Soc. Am.* 68, 1056_1062, 1978
- [31] L. Lakhal "Estimation des paramètres de qualification de la turbulence aux Dôme C, rapport (2002)
- [32] B. Le Roux « commande optimale en optique adaptative classique et multiconjuguée » thèse de doctorat Nice (2003)
- [33] J. Borgnino, M. Azouit, R. Bartelli, G. Ceppatelli, L. Paternò, A. Righini, N. Speroni & J. Vernin, "Turbulence Around a Solar Telescope as Deduced from Angle of Arrival Statistics. A Comparison with Microthermal Measurements," *Astron. Astrophys.* 79, 184_189, 1979
- [34] J. Borgnino, "Estimation of the Spatial Coherence Outer Scale Relevant to Long Baseline Interferometry and Imaging in Optical Astronomy," *Applied Optics* 29, 1863_1865, 1990
- [35] J. Borgnino, F. Martin & A. Ziad, "Effect of a Finite Spatial-Coherence Outer Scale on the Covariances of Angle-of-Arrival Fluctuations," *Optics Communications* 91, 267_269, 1992.
- [36] J. Borgnino, "Modelling the Optical Effects of Atmospheric Turbulence in High Angular Resolution Astronomical Observation: Wavefront and Related Parameters," *Astronomy with High Contrast Imaging II*, EAS Publications Series 12, 103_124, 2004
- [37] J. Maire, A. Ziad, J. Borgnino, D. Mourard, F. Martin, S. Jankov, D. Bonneau & F. Patru, "Wavefront outer scale deduced from interferometric dispersed fringes," *A&A* 448, 1225_1234, 2006

- [38] J. Maire, "Modélisation des effets optiques de la turbulence atmosphérique pour les grandstélescopes et les observations à Haute Résolution Angulaire," PhD Thesis, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2007
- [39] J. Maire, A. Ziad, J. Borgnino & F. Martin, "Measurements of profiles of the wave frontouter scale using observations of the limb of the moon," Mon. Not. R. Astron. Soc., 377,1236_1244, 2007
- [40] W. DaliAli, "Etude de la dégradation par la turbulence atmosphérique des images du bordsolaire : estimation du paramètre de Fried," Mémoire de Magister, USTHB, 2007
- [41] A.Ziad : « estimation des échelles limites de cohérence spatiale des fronts d'onde et optimisation des observations à haute résolution angulaire en astronomie », thèse de doctorat (octobre 1993)
- [42] X. Rondeau . « Haute résolution angulaire en astronomie » Rapport de DEA(2004)
- [43] P.Mège « interférométrie avec des guides d'ondes optiques. Théorie et applications. Thesede doctorat (2002).
- [44] PETIT, C., VÉDRENNE, N., MICHAU, V., SAMAIN, E., TOYOSHIMA, M.,AKIOKA, M. et KOLEV, D. (2015). Adaptive optics results with SOTA
- [45]T. Sadibekova « contribution à l'étude des sites astronomique par modélisation et expérimentation in situ : Application aux sites de la silla et du dome C pour les telescopes geantsdu futur» Université de Nice-Sophia Antipolis, (2007).
- [46] J.-M.Conan, G.Rousset & P.-Y. Madec," Wave-front temporal spectra in high-resolution imaging through turbulence," J. Opt. Soc. Am. A 12, 1559-1570, 1995.
- [47] H.Neckel & D.Labs " solar limb darkening", solar Physics 153 :91-114,(1994).
- [48] H.Neckel "analytical reference functions $F(\lambda)$ for the sun's limb darkening and its absolute continuum intensities "solar Physics(2005).
- [49] D.Hestroffer&C.Magnan"Wavelength dependency of the solar limb darkening" A&A 333,338-342, 1998.
- [50] A .Irbah, P.Assus, A.Berdja, J.Borgnino, M.Fodil et M.Y.Saidi « Microsatellite PICARD,MISOLFA : un moniteur de qualité d'images solaires utile à la mission PICARD », rapport deprojet, CNRS service d'Astronomie (2004).
- [51]. A. Y. Shikhovtsev, P. G. Kovadlo, A. V. Kiselev, D. Y. Kolobov, V. P. Lukin, I. V. Russkikh, and M. Y. Shikhovtsev, "Modified method to detect the turbulent layers in the atmospheric boundary layer for the large solar vacuum telescope," Atmosphere **12**, 156(2021).

- [52]. J. Borgnino, Amokrane Berdja, A. Ziad, Jérôme Maire (Profilometry for the Lower Terrestrial Atmosphere). https://doi.org/10.1142/9781848164864_0006
- [53]. M. Xu, S. Shao, Q. Liu, G. Sun, Y. Han, and N. Weng, "Optical turbulence profile forecasting and verification in the offshore atmospheric boundary layer," *Appl. Sci.* **11**, 8523 (2021).
- [54]. T. Song, Z. Cai, Y. Liu, M. Zhao, Y. Fang, X. Zhang, J. Wang, X. Li, Q. Song, and Z. Du, "Daytime optical turbulence profiling with a profiler of the differential solar limb," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **499** (2), 1909–1917 (2020).
- [55]. P.G. Kovadlo, A.Y. Shikhovtsev, and V.P. Lukin, "Development of the model of turbulent atmosphere at the Large Solar Vacuum Telescope site as applied to image adaptation," *Atmos. Ocean. Opt.* **32**(2), 202–206 (2019).
- [56]. M. Xu, S. Shao, N. Weng, L. Zhou, Q. Liu, and Y. Zhao, "Atmospheric optical turbulence characteristics over the ocean relevant to astronomy and atmospheric physics," *Appl. Sci.* **11**, 10548 (2021).
- [57]. R. Avila, A. Ziad, J. Borgnino, F. Martin, A. Agabi and A. Tokovinin, "Theoretical spatiotemporal analysis of angle of arrival induced by atmospheric turbulence as observed with the grating scale monitor experiment," *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 3070–3082 (1997).
- [58]. A. Berdja, A. Irbah and J. Borgnino, "Simulation of the anisoplanatic angle-of-arrival fluctuations measured on the solar edge images," in *EDPS Conference Series in Astronomy & Astrophysics, SF2A-2002: Semaine de l'Astrophysique Française, Paris, France, June 24–29, 2002*, Ed by F. Combes and D. Barret (EdP-Sciences, 2002), p. 215.
- [59]. J. Borgnino and F. Martin, "Analyse statistique des déformations aléatoires d'une surface d'onde dues à la turbulence atmosphérique au voisinage du sol. I.—Exposé de la méthode, Premiers résultats," *J. Optics (Paris)* **8**, 319326 (1977).
- [60]. T. Butterley, R. W. Wilson, and M. Sarazin, "Determination of the profile of atmospheric optical turbulence strength from SLODAR data", *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369**, 835–845 (2006).
- [61]. R. Conan, PhD Thesis (Université de Nice-Sophia Antipolis, 2000).

- [62]. J. Maire, A. Ziad, J. Borgnino, D. Mourard, F. Martin, S. Jankov, D. Bonneau and F. Patru²(Wavefront outer scale deduced from interferometric dispersed fringes)A&A 448, 1225-1234 (2006).
- [63]. S. L. Odintsov, V. A. Gladkikh, A. P. Kamardin, and I. V. Nevzorova, “Determination of the structural characteristic of the refractive index of optical waves in the atmospheric boundary layer with remote acoustic sounding facilities,” *Atmosphere* **10**, 711 (2019).
- [64]. A. Y. Shikhovtsev, P. G. Kovadlo, and A. V. Kiselev “The method to restore the profiles of atmospheric turbulence from solar observations,” *Proc. SPIE* **112081**^E(2019).
<https://doi.org/10.1117/12.2540073>
- [65]. A. Shikhovtsev, P. Kovadlo, V. Lukin, A. Kiselev, D. Kolobov, E. Kopylov, M. Shikhovtsev, and F. Avdeev, “Statistics of the optical turbulence from the micrometeorological measurements at the Baykal Astrophysical Observatory site”. *Atmosphere* **10**, 661 (2019).
- [66]. A. Y. Shikhovtsev, A. V. Kiselev, P. G. Kovadlo, D. Y. Kolobov, V. P. Lukin, and V. E. Tomin, “Method for estimating the altitudes of atmospheric layers with strong turbulence,” *Atmos. Ocean. Opt.* **33**, 295–301 (2020).
- [67]. J. Chabé, E. Aristidi, A. Ziad, Y. Fantéi-Caujolle, H. Lantéri, C. Giordano, J. Borgnino, and C. Renaud, HAL Id: hal-03122656(2021).
- [68]. A. Ziad, E. Aristidi, J. Chabé, and J. Borgnino, “On the isoplanatic patch size in high-angular resolution technique,” *MNRAS* **487** (3), 3664–3671(2019).
- [69]. C. Giordano, A. Ziad, E. Aristidi, J. Chabé, Y. Fantéi-Caujolle, C. Renaud, and A. Rafalimanana, “CATS: Continuous turbulence characterization station for both optical link and astronomical support,” *Proc. ICSO* **11852**, 118522D (2021).
<https://doi.org/10.1117/12.2599373>
- [70]. S. Changdong, W. Xiaoqing, W. Su, Y. Qike, H. Yajuan, Q. Chun, L. Tao, and L. Yi, “In situ measurements and neural network analysis of the profiles of optical turbulence over the Tibetan Plateau,” *MNRAS* **506**, 3430– 3438 (2021).
- [71]. V. P. Lukin, “Outer scale of turbulence and its influence on fluctuations of optical waves,” *Phys.-Usp.* **64**, 280(2021).
- [72]. V. P. Lukin, E. V. Nosov, and B. V. Fortes, “The efficient outer scale of atmospheric turbulence,” in *Proc. Of the ESO/OSA Topical Meeting “Astronomy with Adaptive Optics: Present Results and Future Programs,”* Sonthofen, Germany, September 7–11, 1998, Ed. by Domenico Bonaccini (European Southern Observatory, Garching, Germany, 1999), p. 619.

- [73]. K. Levenberg, “A method for the solution of certain non-linear problems in least squares,” *Q. Appl. Math.* **2** (2), 164–168. <https://doi.org/10.1090/qam/10666>
- [74]D. Bonneau (Les effets optiques de la turbulence atmosphérique dans les images astronomiques) Volume 23, Special Issue S1 (2022), p. 269-291 Published online: 8 February 2023 Issue date: 11 August 2023 <https://doi.org/10.5802/crphys.101>
- [75]Nguyen, K.-L., Robert, C., Conan, J.-M., Mugnier, L., M. Cohard, J., P. Irvine, M., and Lagouarde, J.-P. (2017). Measurement of the spatial distribution of atmospheric turbulence with SCINDAR on a mosaic of urban surfaces. *Proceedings SPIE Volume 10425, Optics in Atmospheric Propagation and Adaptive Systems XX*, page 21
- [76] ROUSSET, G., FONTANELLA, J. C., KERN, P., GIGAN, P. et RIGAUT, F. (1990). First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics. *Astronomy and Astrophysics*, 230:L29–L32.
- [77] D Huang, EA Swanson, CP Lin, JS Schuman, WG Stinson, W Chang, MR Hee, T Flotte, K Gregory, CA Puliafito, and al. et. Optical coherence tomography. *Science*, 254(5035) :1178–1181, 1991.
- [78] Craig F. Bohren (Atmospheric Optics) Pennsylvania State University, Department of Meteorology, University Park, Pennsylvania, USA
- [79] F. Millour (Interférométrie différentielle avec AMBER) HAL Id: tel-00134268 <https://theses.hal.science/tel-00134268>
- [80] J. Voyez, C. Robert, V. Michau, J.-M. Conan, and T. Fusco, “Accurate measurement of Cn₂ profile with Shack-Hartmann data,” in “*Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*”, , vol. 8447 (2012), vol. 8447.
- [81] C. Correia (Conception de lois de commande à hautes performances pour l’optique adaptative des grands / très grands télescopes)
- [82] L. Merlaud (LA SCINTILLATION DES ÉTOILES. L’OPTIQUE ADAPTATIVE) Article *in Ciel et Terre* · July 2011
- [83]G. Rousset et Thierry Fusco (Optique adaptative : correction des effets de la turbulence atmosphérique sur les images astronomiques) Volume 23, Special Issue S1 (2022), p. 293-344 Published online: 3 March 2023 Issue date: 27 October 2023 <https://doi.org/10.5802/crphys.111>
- [84]A. Glindemann, S. Hippler, T. Berkefeld, W. Hackenberg (Adaptive Optics on Large Telescopes) <https://www.researchgate.net/publication/236884141>.
- [85] G. Sivo (On-sky validation of high performance control in classical and multi-object adaptive optics on CANARY pathfinder) <https://www.researchgate.net/publication/278646011>

- [86] F. Bennoui (l'estimation des paramètres de la turbulence atmosphérique « L'EXPERIENCE MISOLFA »)thèse de Magister 2012(lab1. Univ-batna.dz)
- [87]F. Bennoui, D. Bahloul (Estimation of the Atmospheric Turbulence Parametres Using the Angle-of-Arrival Covariance Function)ISSN 1024-8560, Atmospheric and Oceanic Optics, 2023, Vol. 36, No. 5, pp. 569–577. © Pleiades Publishing, Ltd., 2023.
- [88] V. Kornilov(How achromatic is the stellar scintillation on large telescopes?) Mon. Not. R. Astron. Soc. 417, 1105–1113 2011.
- [85] G. Sivo (On-sky validation of high performance control in classical and multi-objectadaptiveopticonCANARYpathfinder)<https://www.researchgate.net/publication/278646011>
- [86] F. Bennoui (l'estimation des paramètres de la turbulence atmosphérique « L'EXPERIENCE MISOLFA »)thèse de Magister 2012(lab1. Univ-batna.dz)
- [87]F. Bennoui, D. Bahloul (Estimation of the Atmospheric Turbulence Parametres Using the Angle-of-Arrival Covariance Function)ISSN 1024-8560, Atmospheric and Oceanic Optics, 2023, Vol. 36, No. 5, pp. 569–577. © Pleiades Publishing, Ltd., 2023.
- [88]V. Kornilov(How achromatic is the stellar scintillation on large telescopes?)Mon. Not. R. Astron .Soc.417,1105–1113.2011.

ERRATUM

Erratum to: Estimation of the Atmospheric Turbulence Parameters Using the Angle-of-Arrival Covariance Function

F. Bennoui^{a, *} and D. Bahloul^{b, **}

^a *Laboratory of Physics of Radiations and their Interactions with Matter, University of Batna 1, Batna, 05000 Alegria*

^b *Higher National School of Renewable Energy, Environment and Sustainable Development, Batna, 05078 Algeria*

**e-mail: fatiha.bennoui@univ-batna.dz*

***e-mail: derradji.bahloul@hns-re2sd.dz*

Received July 11, 2024; revised July 11, 2024; accepted July 11, 2024

DOI: 10.1134/S1024856024060010

In this article the affiliation details for Author F. Bennoui were incorrectly given as “University of Batna 1, Batna, 05000 Alegria” but should have been “Laboratory of Physics of Radiations and their Interactions with Matter, University of Batna 1, Batna, 05000 Algeria.”

The original article can be found online at <https://doi.org/10.1134/S1024856023050202>

Publisher’s Note. Pleiades Publishing remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

AI tools may have been used in the translation or editing of this article.

ADAPTIVE
AND INTEGRAL OPTICS

Estimation of the Atmospheric Turbulence Parameters Using the Angle-of-Arrival Covariance Function

F. Bennoui^{a,*} and D. Bahloul^{b,**}

^a University of Batna 1, Batna, 05000 Alegria

^b Higher National School of Renewable Energy, Environment and Sustainable Development, Batna, 05078 Algeria

*e-mail: fatiha.bennoui@univ-batna.dz

**e-mail: derradji.bahloul@hns-re2sd.dz

Received April 4, 2022; revised May 14, 2023; accepted May 30, 2023

Abstract—The Fried’s length r_0 , the outer scale L_0 , the isoplanatism θ_0 , the coherence time τ_0 , and the profile of the optical turbulence energy $C_n^2(h)$ are parameters of the wavefront spatiotemporal coherence. Numerous optical methods are used to determine the images quality through the estimation of the parameters r_0 , L_0 , θ_0 , and τ_0 , where numerical simulations of the transversal and longitudinal covariance (as a function of the angle-of-arrival (AA)) play a significant role. In this work, we, first, perform the statistical analysis of the fluctuations of angle-of-arrival using theoretical models of the atmospheric turbulence, and second, the statistical analysis of the AA fluctuations in solar limb images. This analysis plays a significant role in the optimization of techniques, such as adaptive optics (OA) and in interferometry, in astronomical observations with high angular resolution.

Keywords: turbulence, adaptive optics, telescope, optical turbulence, atmospheric parameter, wavefront, astronomical instrumentation

DOI: 10.1134/S1024856023050202

INTRODUCTION

The atmospheric turbulence is a huge obstacle that limits the resolution of ground based astronomical observations. It prevents imaging with the precision similar to space telescopes.

Choosing new astronomical observation sites with weak atmospheric turbulence is not sufficient to minimize the effect of atmospheric turbulence on the telescope performance. It is necessary to study the parameters of fluctuations and reconstruct the waveform using active optics and adaptive optics techniques.

During past several years, many scientists have studied the details and the characteristics of the atmospheric fluctuations. The knowledge of such fluctuations characteristics like the Fried length r_0 , the outer turbulence scale L_0 , the isoplanatism θ_0 , and the coherence time τ_0 is of major interest in astronomical observations for optimizing high angular resolution techniques.

In ground-based telescopes, an optical wave is significantly affected by atmospheric aberrations and phase fluctuations when propagating through a turbulent atmosphere. When turbulence is associated with different air masses due to temperature fluctuations, these fluctuations cause spatiotemporal fluctuations of the air refractive index thus changing the wavefronts

of optical waves arriving from stars. As a result, the telescope imagery is blurry and very far from reality.

Recent achievements provide better understanding of the wave propagation through the turbulent environment and imaging, which can help to attain the high angular resolution of ground-based telescopes [2, 4]. The recently developed techniques allow compensating the effects of the optical turbulence providing astronomical observations of high angular resolution.

The deformation of a wavefront consists in the random variation in its phase (phase fluctuations) and intensity (amplitude fluctuations); hence, the knowledge of turbulence details is the knowledge of the parameters of the atmospheric turbulence [6, 15, 20, 21]:

- the constant structure function $C_n^2(h)$, or shortly, the structure constant, is a measure of the turbulent energy corresponding to an atmospheric layer at a given altitude h and is related to the air temperature fluctuations;
- the Fried length r_0 represents the perturbed spatial coherence of the wave front distributed;
- the outer turbulence scale L_0 corresponds to the scale of movements which give rise to a turbulence also called spatial coherence. It corresponds to the characteristic length of the largest structures of the wavefront

phase fluctuations. It depends on the altitude of the surface layer of the atmosphere and on the type of atmospheric stratification;

— the isoplanatism θ_0 is the critical angle starting from which the atmospheric degradation starts changing (on the order of few arc seconds);

— the coherence time τ_0 is the characteristic time of the evolution of the turbulence.

In order to study the different turbulence parameters, we focus on the statistical analysis of the angle of arrival of the wavefront (AA) at the disturbed wave phase by analyzing the solar edge.

The aim of this work is to study the atmospheric turbulence parameters through the comparison of longitudinal and transversal covariance by observing of the angle of arrival of the wavefront appearing in the solar edge and the theoretical covariance for different theoretical models.

1. TECHNIQUE FOR ESTIMATING THE ATMOSPHERIC TURBULENCE PARAMETERS

1.1. Estimation Model

The structural constant of the refractive index is a pertinent parameter indicating main focus of air disordering the strength of the atmospheric turbulence. In fact, it has been found that the refractive index fluctuations essentially result from the temperature fluctuations. These fluctuations appear in all the existing models which calculate the structural constant of the refractive index.

This model is given in the following relationship [1, 5, 6, 13, 16, 20]:

$$C_n^2 = \left(79 \times 10^{-6} \frac{P}{T^2} \right) C_T^2, \quad (1)$$

where P is the atmospheric pressure; T is the air temperature measured by wireless balloons equipped with high accuracy standard temperature and wind strength sensors.

The integration of $C_n^2(h)$ allows us to calculate the Fried length r_0 , the seeing ε , the outer scale L_0 , the isoplanatism θ_0 , and the time τ_0 as [6, 21]:

$$r_0 = \left[0.423 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right]^{-\frac{3}{5}}, \quad (2)$$

$$\varepsilon = 5.25 \lambda^{\frac{-1}{5}} \left(\int_0^\infty C_n^2(h) dh \right)^{\frac{3}{5}}, \quad (3)$$

$$L_0 = \left[\frac{\int_0^\infty L_0^{\frac{5}{3}}(h) C_n^2(h) dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} \right]^{\frac{3}{5}}, \quad (4)$$

$$\tau_0 = 0.057 \lambda^{\frac{6}{5}} \left(|V(h)|^{\frac{5}{3}} \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right)^{-\frac{3}{5}}, \quad (5)$$

$$\theta_0 = 0.057 \lambda^{\frac{6}{5}} \left(\int_0^\infty h^{\frac{5}{3}} C_n^2(h) dh \right)^{-\frac{3}{5}}, \quad (6)$$

the integration is also given as follow:

$$\int_0^\infty C_n^2(h) dh = 0.06 \lambda^2 r_0^{-5/3}. \quad (7)$$

1.2. Different Models of Turbulence

When crossing different atmospheric layers, an incident optical wave undergoes strong phase and amplitude fluctuations on terrestrial telescopes.

The wave phase at the ground after crossing many atmospheric layers is determined in the near field approximation. A turbulence is supposed to be located near the telescope and the effects of the amplitude fluctuation are negligible as compared to fluctuations of the phase or phase spectral density in different turbulence models [11]: Kolmogrov (K), Von Kármán (VK), Greenwood–Tarazano (GT), and exponential (E), where it is defined as [6, 14]:

$$w_\varphi^K(f) = 0.0232 r_0^{-5/3} f^{-\frac{11}{3}}, \quad (8)$$

$$w_\varphi^{VK}(\mathbf{f}) = 0.0232 r_0^{-\frac{5}{3}} \left(\frac{1}{L_0^2} + f^2 \right)^{-\frac{11}{6}}, \quad (9)$$

$$w_\varphi^{GT}(\mathbf{f}) = 0.0232 r_0^{-5/3} \left(\frac{f}{L_0} + f^2 \right)^{-\frac{11}{6}}, \quad (10)$$

$$w_\varphi^E(\mathbf{f}) = 0.0232 r_0^{-5/3} f^{-\frac{11}{3}} (1 - \exp(-f^2 L_0^2)). \quad (11)$$

The fluctuations of the angle of arrival of the wavefront are proportional to the spatial derivatives of the phase in the two directions:

$$\begin{aligned} \alpha(x, y) &= -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \varphi(x, y), \\ \beta(x, y) &= -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} \varphi(x, y). \end{aligned} \quad (12)$$

The AA coherence function (the covariance is linked to the spectral density of the phase) [4, 17]:

$$C_{AA}(\theta) = \pi\lambda^2 \int_0^{+\infty} df f^3 w_\varphi(f) [J_0(2\pi f \theta h) + \cos \varnothing J_2(2\pi f \theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2, \quad (13)$$

If $\varnothing = \frac{\pi}{2}$ (the longitudinal covariance), then

$$C_{AA}(\theta) = \pi\lambda^2 \int_0^{+\infty} df f^3 w_\varphi(f) [J_0(2\pi f \theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2. \quad (14)$$

If $\varnothing = 0$ (the transversal covariance), then

$$C_{AA}(\theta) = \pi\lambda^2 \int_0^{+\infty} df f^3 w_\varphi(f) [J_0(2\pi f \theta h) + J_2(2\pi f \theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2. \quad (15)$$

In different theoretical models (the transversal covariance),

$$C_{AA}^K(\theta) = 0.0729\lambda^2 r_0^{-5/3} \int_0^{+\infty} df f^3 \left(f \frac{11}{3} \right) \times [J_0(2\pi f \theta h) + J_2(2\pi f \theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2, \quad (16)$$

$$C_{AA}^{VK}(\theta) = 0.0729\lambda^2 r_0^{-5/3} \int_0^{+\infty} df f^3 \left(\frac{1}{L_0^2} + f^2 \right)^{\frac{11}{6}} \times [J_0(2\pi f \theta h) + J_2(2\pi f \theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2, \quad (17)$$

$$C_{AA}^{GT}(\theta) = 0.0729\lambda^2 r_0^{-5/3} \int_0^{+\infty} df f^3 \left(\frac{f}{L_0} + f^2 \right)^{\frac{11}{6}} \times [J_0(2\pi f \theta h) + J_2(2\pi f \theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2, \quad (18)$$

$$C_{AA}^E(\theta) = 0.0729\lambda^2 r_0^{-5/3} \int_0^{+\infty} df f^3 \left(f \frac{11}{3} \right) (1 - \exp(-f^2 L_0^2)) \times [J_0(2\pi f \theta h) + J_2(2\pi f \theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2, \quad (19)$$

where f , Hz, is the spatial frequency; D , m, is the telescope aperture; φ is the phase; J_0 , J_1 , and J_2 are the Bessel functions; h , m, is the height of the turbulent layer; λ , nm, is the wavelength.

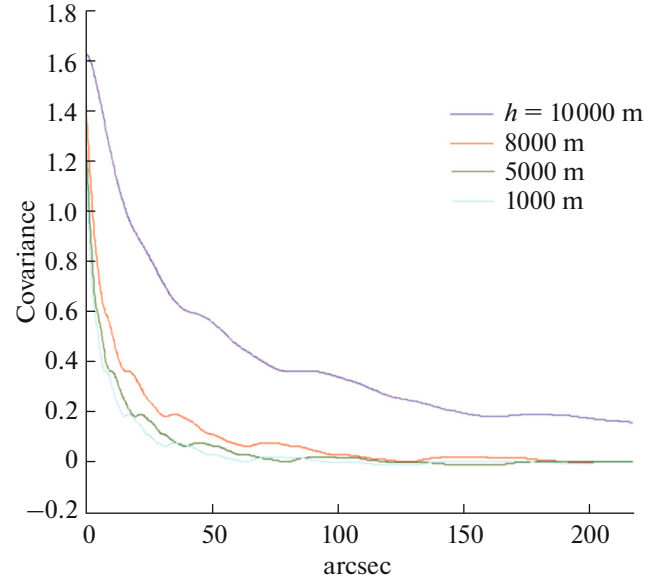


Fig. 1. Theoretical covariance by the model of Von Kármán for $r_0 = 0.025$ m, $L_0 = 10$ m, and different h_0 values.

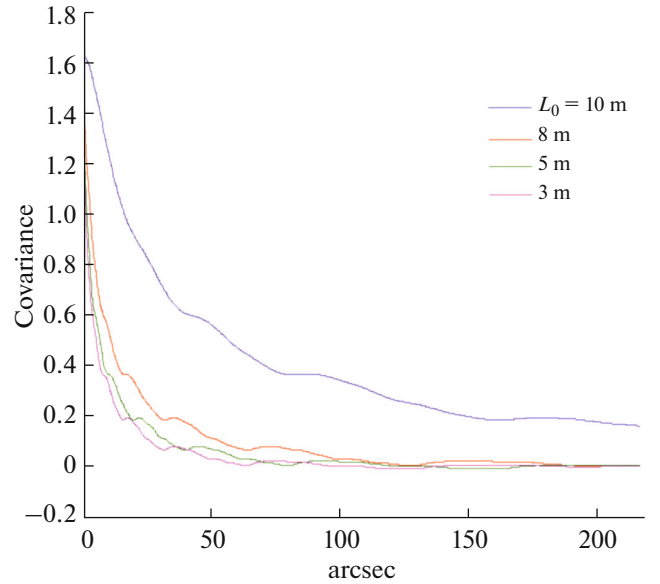


Fig. 2. Theoretical covariance by the Von Kármán model for $r_0 = 0.025$ m, $h_0 = 1000$ m, and different L_0 values.

2. NUMERICAL SIMULATIONS

2.1. Theoretical Covariance

The results of covariance calculation with the Von Kármán model at different r_0 , L_0 , and h_0 values are shown in Figs. 1–3.

We can note that the theoretical covariance is affected by the turbulence layer height, outer turbulence scale, and the Fried length. Therefore, these parameters should be taken into account even if they

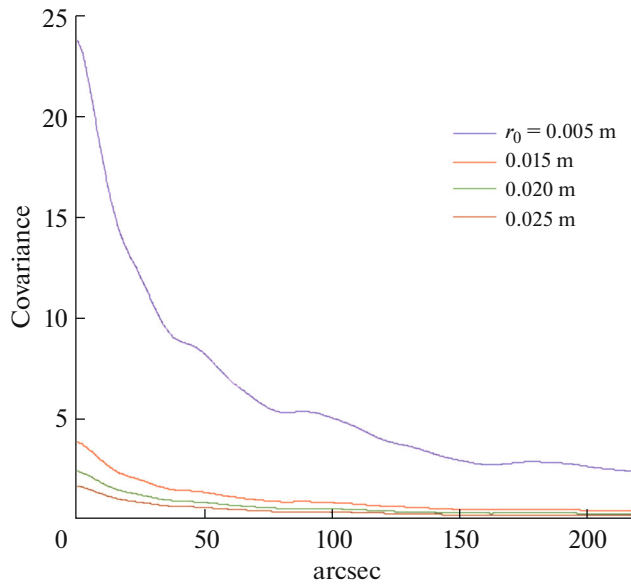


Fig. 3. Theoretical covariance by the Von Kármán model for $L_0 = 10$ m, $h_0 = 1000$ m, and different r_0 values.

slightly change. For the turbulence layer height, this is especially important for high values. The effects of the outer turbulence scale and Fried length are stronger at low frequencies. The former can be neglected at high frequencies.

Now let us consider the theoretical covariance calculated within different models by Eqs. (9)–(12).

When comparing the four models of the theoretical covariance, changing the Fried length of the atmo-

spheric turbulence, we get the same data for the covariance at low and high frequencies. Hence, we can conclude that the Fried length does not affect the calculations within the four models.

We can also see that the three models give approximately similar results, except for the Kolmogorov model.

When changing the outer turbulence scale, the four models give the same covariance value at the low frequencies and different at high frequencies, and the higher the frequency, the stronger the difference. That is, the outer turbulence scale strongly affect the covariance.

Again, the three models give similar results, except for the Kolmogorov model.

Figure 6 shows that the four models give the same covariance at the low and high frequencies under variations in the Fried length. That is, the effect of this parameter is negligible. One can again see that the three models give similar results, except for the Kolmogorov model.

2.3. Experimental Covariance

Let us now estimate different parameters from the statistical analysis of the fluctuations of the angle of arrival of solar edge. The analysis consists of five steps.

The 1st step: simulation of the images of undisturbed and atmospheric turbulence disturbed solar edge by the use of object-image relation (Fig. 7).

The 2nd step: extraction of the contour and search for the position of the inflexion point of every curve in the disturbed image by the first derivative (search for

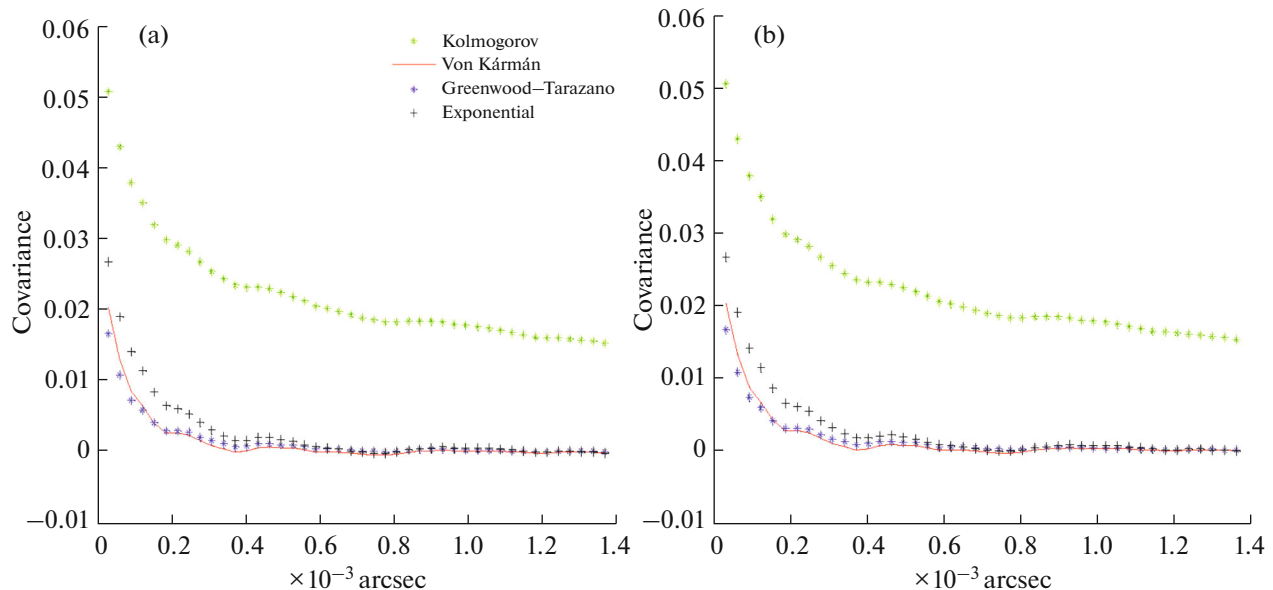


Fig. 4. Theoretical covariance calculated within the Kolmogorov, Von Kármán, Greenwood–Tarazano, and exponential models with $D = 0.05$, $L_0 = 1$, $h = 1000$, $\lambda = 535.7 \times 10^{-9}$, and (a) $r_0 = 0.025$ and (b) 1.

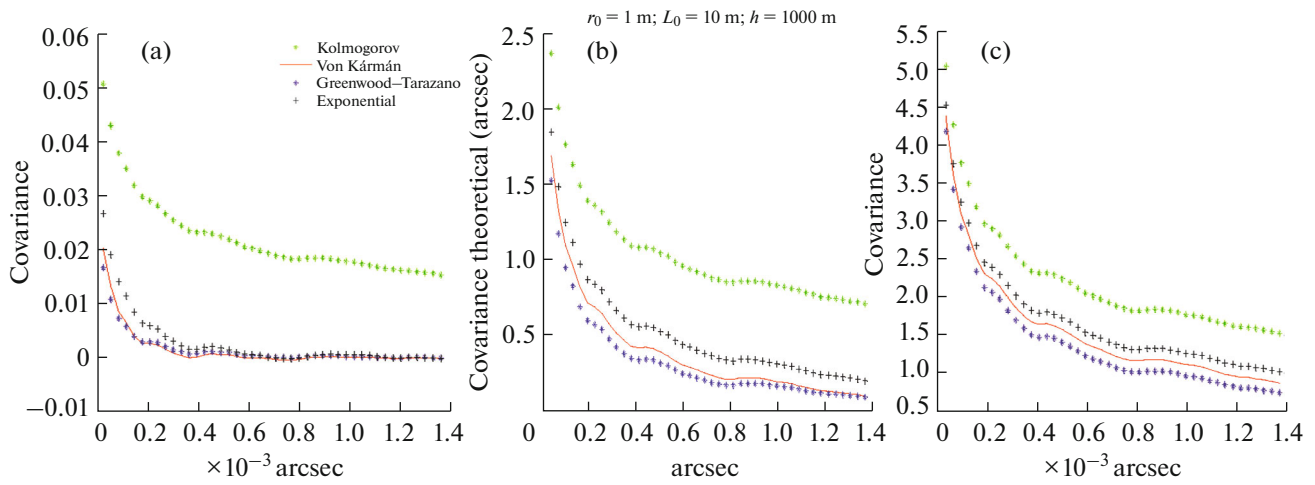


Fig. 5. Theoretical covariance calculated within the Kolmogorov, Von Kármán, Greenwood–Tarazano, and exponential models with $D = 0.05$, $r_0 = 1$, $h = 1000$, $\lambda = 535.7e-9$, and (a) $L_0 = 10$, (b) 1, and (c) 100.

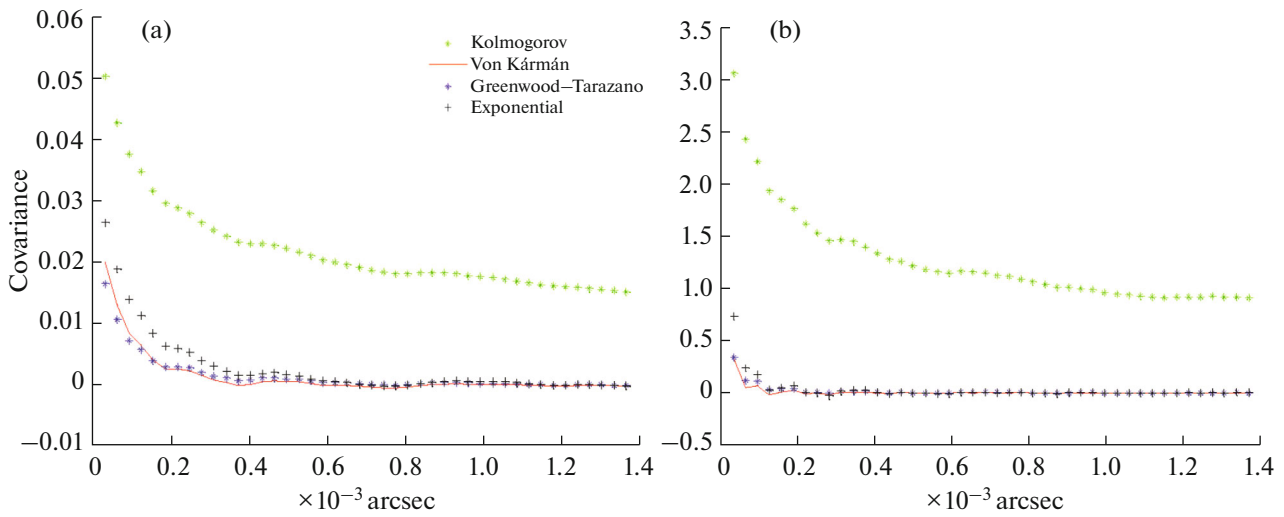


Fig. 6. Theoretic covariance calculated within the Kolmogorov, Von Kármán, Greenwood–Tarazano, and exponential models with $D = 0.05$, $r_0 = 1$, $L_0 = 100$, $\lambda = 535.7e-9$, and (a) $h = 1000$ and (b) $h = 5500$ m.

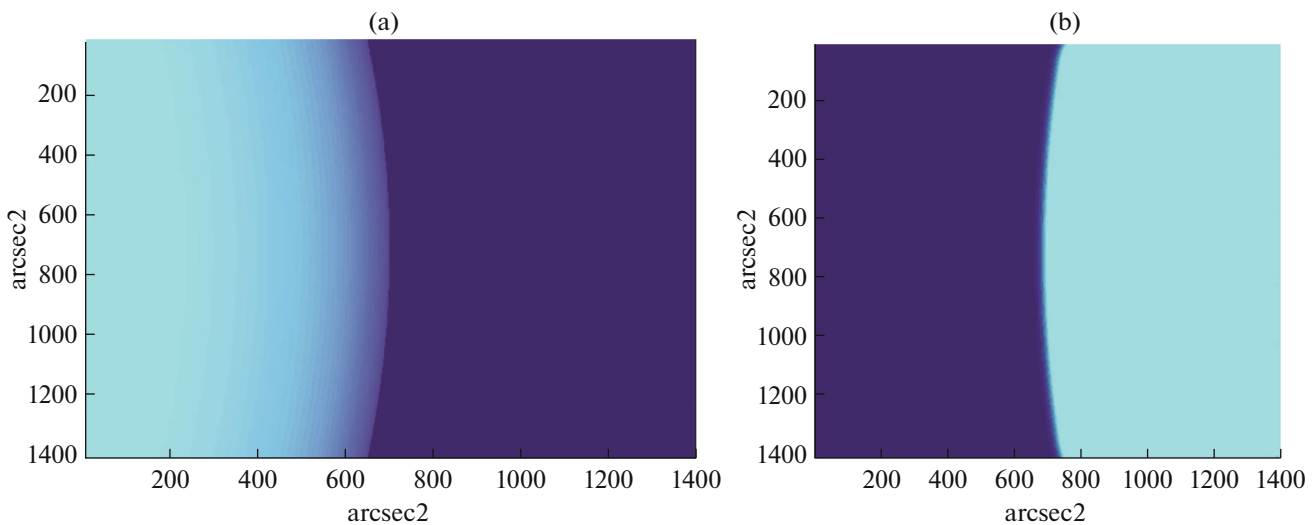


Fig. 7. Solar-edge image simulated (a) without and (b) with optical turbulence [6].

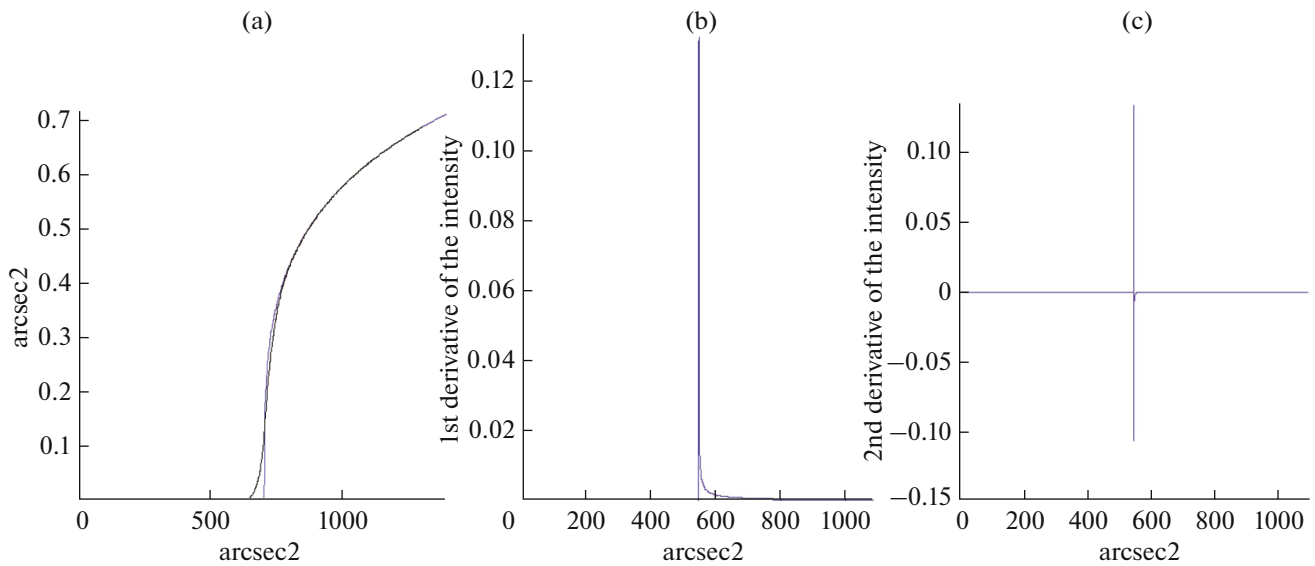


Fig. 8. (a) Image of the solar edge through a telescope with the diameter D : undisturbed (blue) and through an optical turbulence (black); (b) the first derivative of the black curve; (c) the second derivative of the black curve.

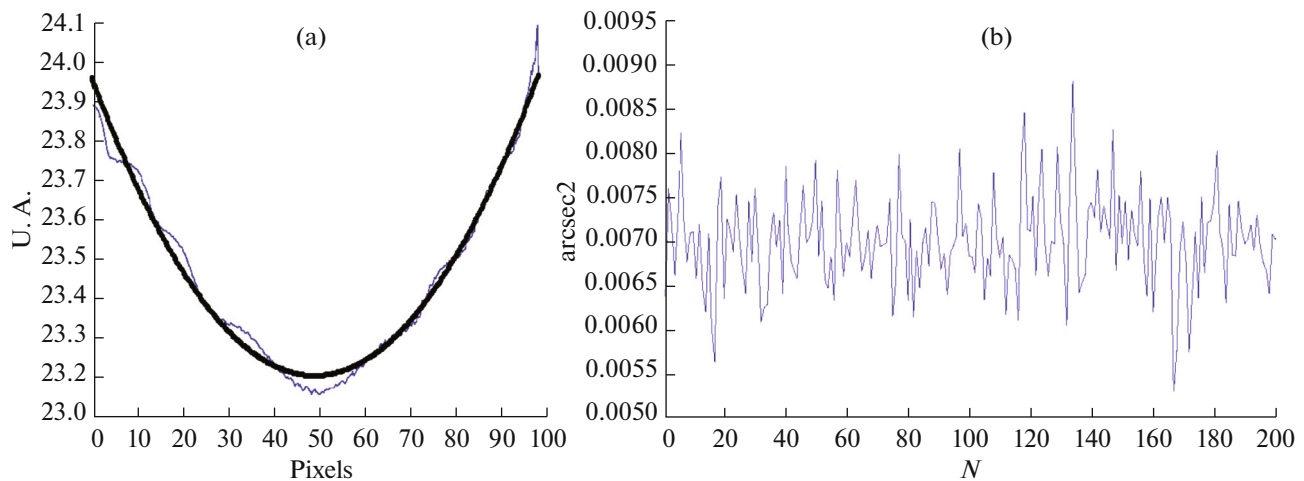


Fig. 9. (a) Solar edge contour: disturbed (blue) and undisturbed (black); (b) fluctuations of AA (residuals).

the maximum) or the second derivative (the zero point crossing) (Fig. 8).

The 3rd step: extraction of fluctuations of AA, which are the residuals found from the difference between the original contour (undisturbed image) and the disturbed contour (disturbed image) (Fig. 9).

The 4th step: derivation of the covariance by the statistic analysis.

The function of the covariance of AA fluctuations at the solar edge is calculated by J. Maire equation (2007):

$$C_{AA}(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\theta_m - \theta} \sum_{k=1}^{\theta_m - \theta} (\alpha(k) - \alpha(k + \theta))^2, \quad (18)$$

where θ is the angular separation, in pixels; θ_m is the maximum accessible extent in the image.

The 5th step: derivation of the turbulence parameters via the nonlinear adjustment by the Levenberg–Marquardt method [23].

Figure 10 shows the experimental covariance corresponding to 5th steps. We notice that the curves are similar for different values of h at the same r_0 and L_0 , with a small difference at high frequencies.

Figure 11 shows the corresponding 5-step experimental covariance. The curves are clearly different for different r_0 at fixed h and L_0 .

In Fig. 12, the green curves corresponds to the curves in Figs. 1–3 which show the theoretical covariance by the Von Kármán model for different values of the turbulence parameters, whereas the blue curves represent the experimental covariance derived during the five steps.

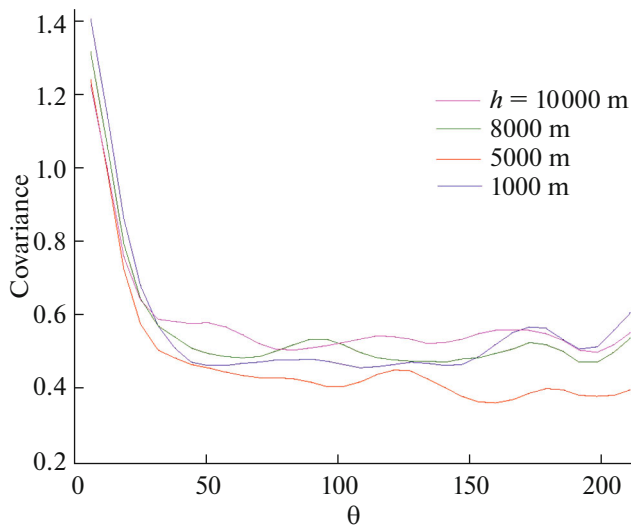


Fig. 10. Experimental covariance for $r_0 = 0.025$ m, $L_0 = 10$ m, and different h .

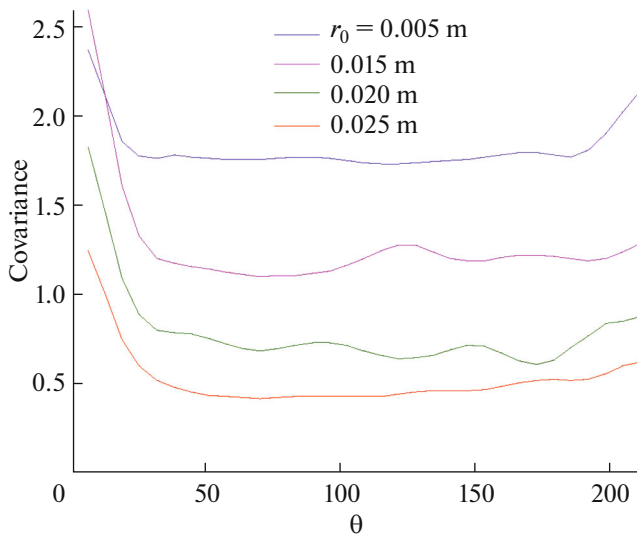


Fig. 11. Experimental covariance for $h = 100$ m, $L_0 = 10$ m, and different r_0 .

RESULTS AND DISCUSSIONS

The turbulence parameters calculated within different models are given in Table 1.

One can see from Table 1 the same values of the turbulence parameters for the four covariance models. This happens because the theoretical covariance has the same value in each model during the simulation.

The difference in the values between the four models can be observed between the experimental covariance of real images.

The statistical analysis of the covariance is an efficient means that allows the estimation of the different parameters of the atmospheric turbulence (r_0 , L_0 , h , τ ,

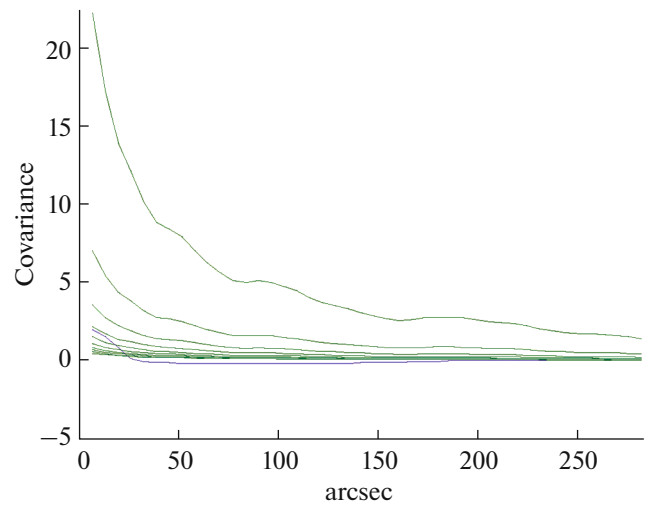


Fig. 12. Experimental covariance (blue curve) and theory covariance for different values of r_0 (0.005 m \rightarrow 0.025 m), L_0 (3 m \rightarrow 10 m), h (1000 m \rightarrow 100000 m) (green curves).

and θ) through the analysis of fluctuations of the angle of arrival.

In this paper, we have estimated the theoretical covariance for four turbulence models. For different values of r_0 , L_0 and h , the results of three models (Von Kármán, Greenwood–Tarazano, and exponential) are similar, and the Kolmogorov model gives different result. However, for large L_0 , all the models give the same value of the covariance. This means that any of them can be used to simulate the atmospheric turbulence.

We have also estimated experimental covariance from the simulation of the solar edge image and deriving fluctuations of the angle of arrival, this has been performed using the statistical analysis.

To estimate different atmospheric turbulence parameters, we compare the theoretical an experimental covariance using the minimization function. The results well agree with the independent estimates from simulated solar edge.

The values of the turbulence parameters quiet well converge. These estimations help to improve the statistical knowledge of the turbulence models, which are to improve the angular resolution of imaging techniques, such as interferometry and adaptive optics.

CONCLUSIONS

Turbulence still plays a very important role in astrophysics. However, it is a major handicap for the observation of astronomic objects. In fact, the telescope imaging resolution is strongly affected by atmospheric turbulence. We suggest the technique for estimation of atmospheric turbulence parameters. The estimation is based on, first, the relation between the covariance fluctuations and the fluctuations of the

Table 1. Turbulence parameters for different models

Model	r_0 , m	L_0 , m	h , km	θ_0 , arcsec	τ_0 , s ($v = 20$ m/s)
Kolmogorov	0.05	10	10000	0.157×10^{-5}	8×10^{-4}
Von Kármán	0.05	10	8000	1.96×10^{-5}	8×10^{-4}
Greenwood–Tarazano	0.05	10	10000	0.157×10^{-5}	8×10^{-4}
Exponential	0.05	10	10000	0.157×10^{-5}	8×10^{-4}

$$\theta_0 = 0.314 \frac{r_0}{h}; \tau_0 = 0.314 \frac{r_0}{v}, v \text{ is the wind speed.}$$

wavefront angle of arrival, which are called “the theoretical covariance”, and second, on the estimation of the angle-of-arrival fluctuations from solar edge images (“experimental covariance”). Finally, we compare the theoretical and the experimental covariance. This method is very important for all the imaging techniques with high angular resolution, such as interferometry and adaptive optics. The covariance models (Von Kármán, Greenwood–Tarazano, and exponential) are generally used to describe the turbulence. The difference between them appears under variations in the outer turbulence scale. The Kolmogorov model quiet well describes atmospheric turbulence and allows the estimation of all the parameters only at low frequencies.

CONFLICT OF INTEREST

The author declares that he has no conflicts of interest.

REFERENCES

1. A. Y. Shikhovtsev, P. G. Kovadlo, A. V. Kiselev, D. Y. Kolobov, V. P. Lukin, I. V. Russkikh, and M. Y. Shikhovtsev, “Modified method to detect the turbulent layers in the atmospheric boundary layer for the large solar vacuum telescope,” *Atmosphere* **12**, 156 (2021).
2. J. Borgnino, PhD Thesis (Université de Nice, 1978).
3. M. Xu, S. Shao, Q. Liu, G. Sun, Y. Han, and N. Weng, “Optical turbulence profile forecasting and verification in the offshore atmospheric boundary layer,” *Appl. Sci.* **11**, 8523 (2021).
4. T. Song, Z. Cai, Y. Liu, M. Zhao, Y. Fang, X. Zhang, J. Wang, X. Li, Q. Song, and Z. Du, “Daytime optical turbulence profiling with a profiler of the differential solar limb,” *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **499** (2), 1909–1917 (2020).
5. P.G. Kovadlo, A.Y. Shikhovtsev, and V.P. Lukin, “Development of the model of turbulent atmosphere at the Large Solar Vacuum Telescope site as applied to image adaptation,” *Atmos. Ocean. Opt.* **32** (2), 202–206 (2019).
6. M. Xu, S. Shao, N. Weng, L. Zhou, Q. Liu, and Y. Zhao, “Atmospheric optical turbulence characteristics over the ocean relevant to astronomy and atmospheric physics,” *Appl. Sci.* **11**, 10548 (2021).
7. R. Avila, A. Ziad, J. Borgnino, F. Martin, A. Agabi and A. Tokovinin, “Theoretical spatiotemporal analysis of angle of arrival induced by atmospheric turbulence as observed with the grating scale monitor experiment,” *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 3070–3082 (1997).
8. A. Berdja, A. Irbah and J. Borgnino, “Simulation of the anisoplanatic angle-of-arrival fluctuations measured on the solar edge images,” in *EDPS Conference Series in Astronomy & Astrophysics, SF2A-2002: Semaine de l’Astrophysique Française, Paris, France, June 24–29, 2002*, Ed by F. Combes and D. Barret (EdP-Sciences, 2002), p. 215.
9. J. Borgnino and F. Martin, “Analyse statistique des déformations aléatoires d’une surface d’onde dues à la turbulence atmosphérique au voisinage du sol. I.—Exposé de la méthode, Premiers résultats,” *J. Optics (Paris)* **8**, 319326 (1977).
10. T. Butterley, R. W. Wilson, and M. Sarazin, “Determination of the profile of atmospheric optical turbulence strength from SLODAR data”, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369**, 835–845 (2006).
11. R. Conan, PhD Thesis (Université de Nice-Sophia Antipolis, 2000).
12. J. Maire, PhD Thesis (Université de Nice-Sophia Antipolis, 2007).
13. S. L. Odintsov, V. A. Gladkikh, A. P. Kamardin, and I. V. Nevzorova, “Determination of the structural characteristic of the refractive index of optical waves in the atmospheric boundary layer with remote acoustic sounding facilities,” *Atmosphere* **10**, 711 (2019).
14. A. Y. Shikhovtsev, P. G. Kovadlo, and A. V. Kiselev “The method to restore the profiles of atmospheric turbulence from solar observations,” *Proc. SPIE* **112081E** (2019).
<https://doi.org/10.1117/12.2540073>
15. A. Shikhovtsev, P. Kovadlo, V. Lukin, A. Kiselev, D. Kolobov, E. Kopylov, M. Shikhovtsev, and F. Avdeev, “Statistics of the optical turbulence from the micrometeorological measurements at the Baykal Astrophysical Observatory site”. *Atmosphere* **10**, 661 (2019).
16. A. Y. Shikhovtsev, A. V. Kiselev, P. G. Kovadlo, D. Y. Kolobov, V. P. Lukin, and V. E. Tomin, “Method for estimating the altitudes of atmospheric layers with strong turbulence,” *Atmos. Ocean. Opt.* **33**, 295–301 (2020).
17. J. Chabé, E. Aristidi, A. Ziad, Y. Fantéi-Caujolle, H. Lantéri, C. Giordano, J. Borgnino, and C. Renaud,

- “Monitoring the atmospheric turbulence profile with high vertical resolution with the PML instrument.” HAL Id: hal-03122656(2021).
18. A. Ziad, E. Aristidi, J. Chabé, and J. Borgnino, “On the isoplanatic patch size in high-angular resolution technique,” *MNRAS* **487** (3), 3664–3671(2019).
 19. C. Giordanoa, A. Ziada, E. Aristidia, J. Chabéb, Y. Fantei-Caujollea, C. Renauda, and A. Rafalimannana, “CATS: Continuous turbulence characterization station for both optical link and astronomical support,” *Proc. ICSO* **11852**, 118522D (2021).
<https://doi.org/10.1117/12.2599373>
 20. S. Changdong, W. Xiaoqing, W. Su, Y. Qike, H. Yajuan, Q. Chun, L. Tao, and L. Yi, “In situ measurements and neural network analysis of the profiles of optical turbulence over the Tibetan Plateau,” *MNRAS* **506**, 3430–3438 (2021).
 21. V. P. Lukin, “Outer scale of turbulence and its influence on fluctuations of optical waves,” *Phys.-Usp.* **64**, 280(2021).
 22. V. P. Lukin, E. V. Nosov, and B. V. Fortes, “The efficient outer scale of atmospheric turbulence,” in *Proc. of the ESO/OSA Topical Meeting “Astronomy with Adaptive Optics: Present Results and Future Programs,” Sonthofen, Germany, September 7–11, 1998*, Ed. by Domenico Bonaccini (European Southern Observatory, Garching, Germany, 1999), p. 619.
 23. K. Levenberg, “A method for the solution of certain non-linear problems in least squares,” *Q. Appl. Math.* **2** (2), 164–168.
<https://doi.org/10.1090/qam/10666>

Résumé

Pour monter les limitations imposées par l'atmosphère sur les observations astronomie, il est devenu essentiel de comprendre et d'étudier la turbulence. Les scientifiques ont identifié trois axes d'action interdépendants :

1. Choisir des sites d'observation optimaux : Les télescopes sont idéalement construits à des altitudes élevées, où les conditions climatiques sont plus stables et la turbulence moins prononcée.
2. Comprendre la turbulence atmosphérique : Il s'agit d'étudier ses caractéristiques, de définir ses lois et de déterminer les paramètres liés à la déformation du front d'onde.
3. Corriger la déformation du front d'onde : Des techniques d'observation à haute résolution angulaire, comme l'interférométrie et l'optique adaptative (OA), sont utilisées pour compenser les perturbations atmosphériques.

L'objectif de cette recherche est d'identifier et de déterminer les paramètres de la turbulence atmosphérique liés à la distorsion du front d'onde.

Abstract

To overcome the limitations imposed by the atmosphere on astronomical observations, it has become essential to understand and study turbulence. Scientists have identified three interdependent axes of action:

1. Choosing optimal observation sites: Telescopes are ideally built at high altitudes, where the weather conditions are more stable and the turbulence is less pronounced.
2. Understanding atmospheric turbulence: It involves studying its characteristics, defining its laws, and determining the parameters related to the deformation of the wavefront.
3. Correcting the wavefront distortion: High angular resolution observation techniques, such as interferometry and adaptive optics (AO), are used to compensate for atmospheric disturbances.

The objective of this research is to identify and determine the parameters of atmospheric turbulence related to wavefront distortion

المخلص

للتغلب على القيود التي يفرضها الغلاف الجوي على الرصد الفلكي، أصبح فهم الاضطرابات ودراسته أمرًا بالغ الأهمية وقد حدد العلماء ثلاثة مجالات عمل مترابطة:

1. مواقع الرصد الأمثل : تُبنى التلسكوبات بشكل مثالي على ارتفاعات عالية، حيث تكون الظروف المناخية أكثر استقرارًا وتكون الاضطرابات أقل وضوحًا.

2. فهم الاضطرابات الجوية: يشمل ذلك دراسة خصائصها، وتحديد قوانينها، وتحديد المعالم المتعلقة بتشوه واجهة الموجة.

3. تصحيح تشوه واجهة الموجة: تُستخدم تقنيات الرصد عالية الدقة الزاوية، كالتداخل والبصريات التكيفية لتعويض الاضطرابات الجوية

هدف هذا البحث هو معرفة وتحديد معالم الاضطراب والمتعلقة بتشوه واجهة الموجة