



INSTITUT DE FRANCE
Académie des sciences

Comptes Rendus

Physique

Daniel 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: 27 October 2023

<https://doi.org/10.5802/crphys.101>

Part of Special Issue: Astronomie, atmosphères et réfraction

Guest editors: Pierre Léna (Professeur émérite, Observatoire de Paris et Université Paris Cité, membre de l'Académie des sciences) and Luc Dettwiller (Université Jean Monnet Saint-Etienne, CNRS, Institut d'Optique Graduate School, Laboratoire Hubert Curien UMR 5516, F-42023, SAINT-ETIENNE, France)

 This article is licensed under the
CREATIVE COMMONS ATTRIBUTION 4.0 INTERNATIONAL LICENSE.
<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



*Les Comptes Rendus. Physique sont membres du
Centre Mersenne pour l'édition scientifique ouverte*

www.centre-mersenne.org

e-ISSN : 1878-1535



Astronomy, Atmospheres and Refraction / *Astronomie, atmosphères et réfraction*

Les effets optiques de la turbulence atmosphérique dans les images astronomiques

Optical effects of atmospheric turbulence in astronomical images

Daniel Bonneau^{® a}

^a Laboratoire Lagrange, Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS,
Blvd de l'Observatoire, CS 34229, F-06304 Nice, France
Courriel: daniel.bonneau@oca.eu

Résumé. L'aspect souvent flou des images astronomiques au foyer d'un télescope est attribué à l'agitation atmosphérique.

L'étude de la propagation des ondes lumineuses à travers l'atmosphère terrestre turbulente a permis de comprendre l'existence d'une turbulence optique résultant des phénomènes de diffraction qui accompagnent la réfraction des rayons lumineux.

La turbulence optique est décrite par des paramètres (paramètre de Fried, angle d'isoplanétisme, temps de cohérence, échelle externe) qui caractérisent l'amplitude et la phase du front d'onde sur la pupille du télescope.

On en déduit les propriétés des images (à courte ou longue pose) formées au foyer du télescope ainsi que la description des effets de la turbulence sur ces images (scintillation, agitation, étalement) et sur les observations interférométriques (effet piston).

Abstract. The often blurry appearance of astronomical images at a telescope focus is attributed to atmospheric agitation.

The study of the light propagation through the turbulent Earth atmosphere has made it possible to understand the existence of optical turbulence resulting from diffraction phenomena that accompany the refraction of light rays.

Optical turbulence is described by parameters (Fried parameter, isoplanetism angle, coherence time, external scale) which characterize the amplitude and the phase of the wave front on the telescope pupil.

We deduce the properties of the images (short or long exposure) formed at the telescope focus as well as the description of the effects of turbulence on these images (scintillation, agitation, spreading) and on interferometric observations (piston effect).

Published online: 8 February 2023, Issue date: 27 October 2023

1. Introduction

Dès le XVIII^e siècle, l'*agitation atmosphérique* est identifiée par les astronomes comme une cause majeure de dégradation des images télescopiques. Ainsi, Isaac Newton, écrit-il dans la troisième édition de son livre "Optiks" (1717) : "*Long telescopes may cause objects to appear brighter and larger than short ones can do, but they cannot be so formed as to take away the confusion of the rays which arises from the tremors of the atmosphere*" [1].

Seule, la *scintillation* de l'éclat des étoiles brillantes ainsi que les *ombres volantes* apparaissant sur le sol durant les éclipses de Soleil sont perceptibles à l'œil nu.

Au foyer d'un petit télescope on constate que l'image stellaire, en *agitation* permanente, permet cependant d'atteindre le pouvoir de résolution angulaire théorique du télescope, alors que dans un grand télescope, l'image plus stable, devient floue sous l'effet de l'*étalement*.

Les observateurs ont également noté l'aspect inhomogène et rapidement variable de l'éclairement de l'objectif du télescope, associé aux *ombres volantes*.

Des observations visuelles et des images photographiques à très court temps de pose obtenues au moyen d'un fort grossissement, montrent l'aspect granuleux de ces images en "*grappe de raisins*", décrite notamment par Jean Rösch [2].

Les phénomènes de la *scintillation*, l'*agitation* et l'*étalement* ainsi que les *ombres volantes*, sont reconnus comme des effets dus à la structure thermique inhomogène de l'atmosphère (voir par exemple [3, 4]) dont l'étude, pour les besoins de la météorologie, conduit à l'élaboration des premières théories de la *turbulence atmosphérique* [5, 6]. Les performances des observations astronomiques étant limitées par la qualité des images en fonction des conditions atmosphériques variables dans le temps et selon le site d'observation, William Pickering [7] et André Danjon [8] élaborent de façon empirique des méthodes pour estimer quantitativement, au moyen d'un petit télescope, la dégradation des images par rapport à la tache d'Airy théorique fixée par la diffraction de la lumière.

Pour remédier à la perte en résolution angulaire des observations stellaires due à la turbulence atmosphérique, les astronomes ont tout d'abord utilisé avec succès la méthode interférométrique imaginée par Hyppolite Fizeau, mais cela a été au prix d'une perte significative en sensibilité [9].

L'astronome américain Horace Welcome Babcock en 1953 [10] et l'opticien soviétique Vladimir Pavlovich Linnik en 1957 [11] furent les premiers à envisager la possibilité de compenser les effets de la turbulence atmosphérique au moyen d'une *optique adaptative* ; une idée bien en avance sur les possibilités théoriques et techniques de leur époque.

Au début des années 1960, Jean Texereau interprète l'image observée au foyer d'un grand télescope comme produite par la surface d'onde déformée par les effets de la turbulence qui se comporte comme un *écran de phase* [12], alors que Georges Courtes, dans les actes du colloque UAI N°19 consacré au choix des sites astronomiques, écrit : "*Tous les phénomènes constatés, agitation, étalement, scintillation et distorsion sont les effets d'une seule et même cause : les déformations de la surface d'onde, causées par les inhomogénéités d'indice de réfraction de l'atmosphère.*" [13].

Pour aller au-delà, il manque encore une théorie de la formation des images en présence de turbulence.

L'invention du *laser*, source de lumière cohérente aux longueurs d'ondes optiques, conduit les physiciens à s'intéresser à l'interaction entre la lumière et la matière ainsi qu'à la propagation de la lumière à travers un milieu turbulent.

Vers 1965, notamment motivé par des applications militaires du laser, le physicien américain David L. Fried (alors membre du Conseil Scientifique de l'armée américaine) réalise une première étude correcte du problème, jetant les bases théoriques nécessaires à la compréhension

des effets de la turbulence atmosphérique et ouvrant la voie à l'optique adaptative qui vise à les éliminer.

De son côté, Antoine Labeyrie, familiarisé avec l'optique cohérente, assimile la structure tachetée des images stellaires aux *speckles* observés quand un faisceau de lumière laser est réfléchi par une surface diffusante. Il en déduit que les images brouillées par la turbulence atmosphérique contiennent des informations jusqu'à la résolution angulaire du télescope limitée par la diffraction et invente en 1970 la technique de *speckle interferometry* ou *interférométrie des tavelures* [14].

Le gain d'un facteur d'environ 40 en résolution angulaire obtenu au foyer des plus grands télescopes de l'époque (aux longueurs d'ondes visibles) a des répercussions importantes notamment dans le domaine des observations astronomiques.

L'étude des étoiles doubles, importante pour la détermination des paramètres stellaires fondamentaux et l'étude de l'évolution stellaire, s'en trouve rajeunie [15, 16].

Les étoiles géantes rouges dont les diamètres avaient été mesurés par Michelson et Pease avec l'interféromètre du Mont Wilson en 1920 sont observables avec plus de détails. Ainsi, la structure complexe de l'atmosphère étendue de Betelgeuse et Mira est révélée en combinant résolution angulaire et spectrale [17]. Le développement de méthodes modifiées de l'interférométrie des tavelures permet d'obtenir les premières images du disque de Betelgeuse [18] et de résoudre la structure en amas de l'objet R136a au centre de la nébuleuse 30 Dor du Grand Nuage de Magellan [19].

L'extension des observations aux longueurs d'ondes infrarouges ouvre notamment la voie à l'étude de la morphologie d'objets dans les phases précoces de l'évolution stellaire [20].

Les progrès réalisés à la fois dans l'instrumentation et le traitement des données ont conduit à accroître les performances des observations et la qualité des résultats astrophysique, jusqu'à permettre l'étude d'objets extragalactiques comme les régions centrales de la galaxie à noyau actif NGC 1068 dans le visible [21] et l'infrarouge [22].

Ceci donne une nouvelle impulsion aux techniques d'imagerie à haute résolution angulaire et pousse au développement de la théorie de formation des images à travers la turbulence atmosphérique.

Dans ce contexte du début des années 1980, Roddier publie une présentation détaillée de la théorie décrivant les effets de la turbulence atmosphérique en astronomie optique [23] alors que Woolf donne ses arguments en faveur de la construction de grands télescopes au sol pour l'imagerie à haute résolution angulaire [24] et que Léna met en avant l'intérêt des observations à haute résolution angulaire dans l'infrarouge sur les grands télescopes [25].

Nous verrons dans la Section 2 que cette théorie repose sur la connaissance de l'atmosphère terrestre ainsi que sur la description des phénomènes physiques qui se déroulent dans ce milieu turbulent présentant des inhomogénéités d'indice de réfraction.

La propagation de la lumière dans l'atmosphère ainsi que les propriétés du front d'onde bosselé à l'origine de la formation des images au foyer du télescope seront évoquées dans la Section 3.

Dans la Section 4 sont rappelées les définitions des paramètres (*paramètre de Fried*, *angle d'isoplanétisme*, *temps de cohérence* et *échelle externe*), servant à caractériser les effets de la turbulence atmosphérique sur les images.

La formation et les propriétés des images à courte et longue poses, perturbées par la turbulence sont décrits dans la Section 5.

Les effets de la turbulence (*scintillation*, *agitation* et *étalement*) sur les images et en interférométrie stellaire à grande base (*effet piston*) sont abordés en Section 6.

La caractérisation de la turbulence optique est devenue un outil indispensable pour optimiser les méthodes d'observation à haute résolution angulaire. Les grands télescopes sont tous

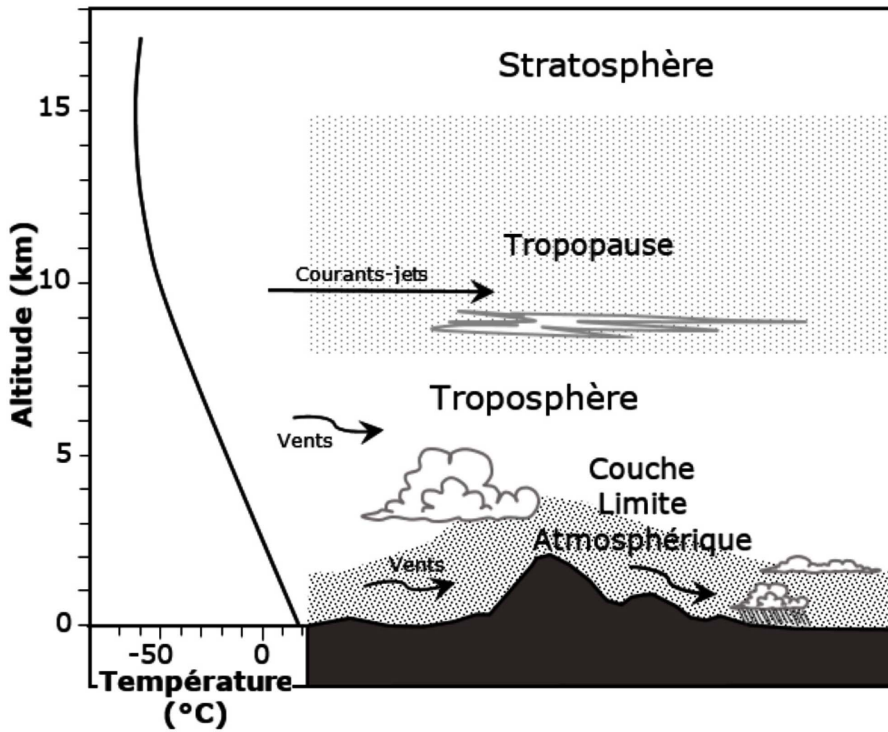


FIGURE 1. La troposphère : représentation schématique de sa structure (à droite) et de la variation de température (à gauche) en fonction de l'altitude.

maintenant équipés d'optiques adaptatives leur offrant des gains significatifs en résolution angulaire conduisant à des découvertes majeures en astrophysique stellaire et galactique évoquées dans la conclusion. Ainsi, les astronomes sont-ils en train de gagner la bataille contre le flou évoquée par Pierre Léna [26].

2. Propriétés de la turbulence atmosphérique

2.1. Sa localisation : la troposphère

L'observation des ombres volantes et de la scintillation a permis d'attribuer la dégradation des images astronomiques aux turbulences agitant l'air dans la partie basse de l'atmosphère terrestre, nommée *troposphère*, qui s'étend entre le sol et la *stratosphère* à une altitude variable de 8 km à 15 km (Figure 1). Siège des phénomènes météorologiques, la troposphère est structurée en trois grandes zones : la *couche limite atmosphérique* (CLA) au voisinage du sol et à basse altitude, l'*atmosphère libre* et la *tropopause* où circulent les *courants-jets* (*jet-streams*).

Parcourue de mouvements verticaux (convection thermique) et horizontaux (vents) qui tendent à la structurer en couches, elle constitue un milieu physiquement inhomogène et agité propice au développement de turbulences.

Elle constitue également un milieu transparent aux longueurs d'ondes visibles et infrarouges mais dont la mauvaise qualité optique est la cause principale de la dégradation des images astronomiques.

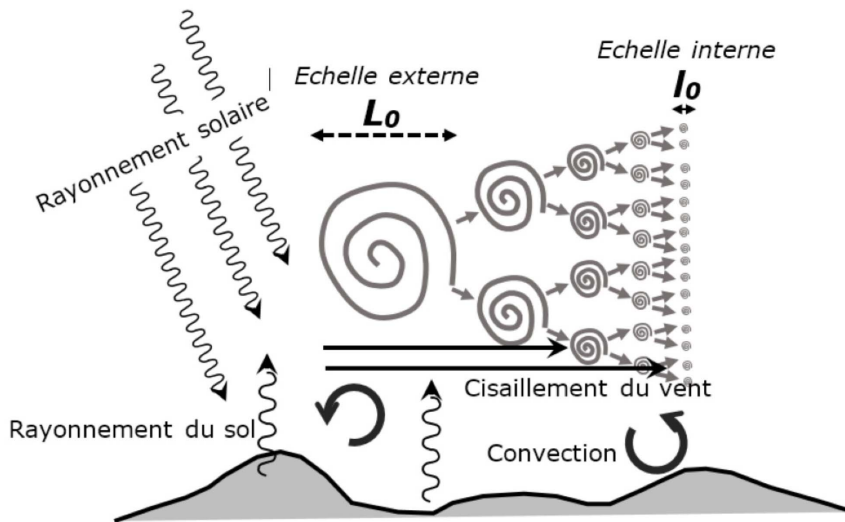


FIGURE 2. Représentation schématique de la production de turbulence dans l'atmosphère. De l'énergie thermique et cinétique est produite par le rayonnement solaire, le rayonnement du sol, la convection et les effets de cisaillement des vents. Elle est transférée selon le processus de *cascade de Kolmogorov* des plus grands tourbillons (taille caractéristique L_0) vers les plus petits (taille l_0) qui la dissipent.

2.2. La turbulence atmosphérique

2.2.1. Structure de la turbulence

L'atmosphère terrestre est le siège d'échanges thermiques entre le sol et l'air ou entre masses d'air accompagnés de phénomènes de cisaillement entre les couches d'air entraînées par les vents. Les énergies thermiques et cinétiques en jeu dans ces phénomènes produisent le développement de turbulences au sein de l'atmosphère (Figure 2).

A la fin du XIX^e siècle, Osborne Reynolds introduit en mécanique des fluides un paramètre, le *nombre de Reynolds*, pour caractériser le type régime (laminaire, transitoire, turbulent) d'un écoulement défini par :

$$Re = \frac{VL}{\nu} \quad (1)$$

avec, V ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) la vitesse d'écoulement, L (m) une dimension caractéristique de l'écoulement (longueur parcourue par le fluide) et ν ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$) la viscosité cinématique du fluide. L'expérience montre qu'un écoulement passe du régime laminaire au régime turbulent pour une valeur de $Re \gtrsim 2000$. Dans l'atmosphère, la viscosité cinématique de l'air étant de l'ordre de $\nu \sim 15 \times 10^{-6} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$, les écoulements sont le plus souvent turbulents.

Vers 1920, Lewis Fry Richardson a décrit qualitativement le processus par lequel, dans un fluide turbulent, un tourbillon cède de l'énergie à des tourbillons plus petits et introduit un critère d'apparition de la turbulence atmosphérique [27], le *nombre de Richardson* :

$$R_i = \frac{\text{gradient vertical de température}}{\text{gradient de vitesse entre couche atmosphérique}} = \frac{g}{T} \frac{\partial T / \partial z}{(\partial V / \partial z)^2}; \quad (2)$$

où g est l'accélération de la gravité, T la température et V la vitesse du vent. Il est établi que l'écoulement devient turbulent si $R_i < 0,25$, ce qui est souvent le cas dans la troposphère en raison de sa stratification et de la présence de vent [28].

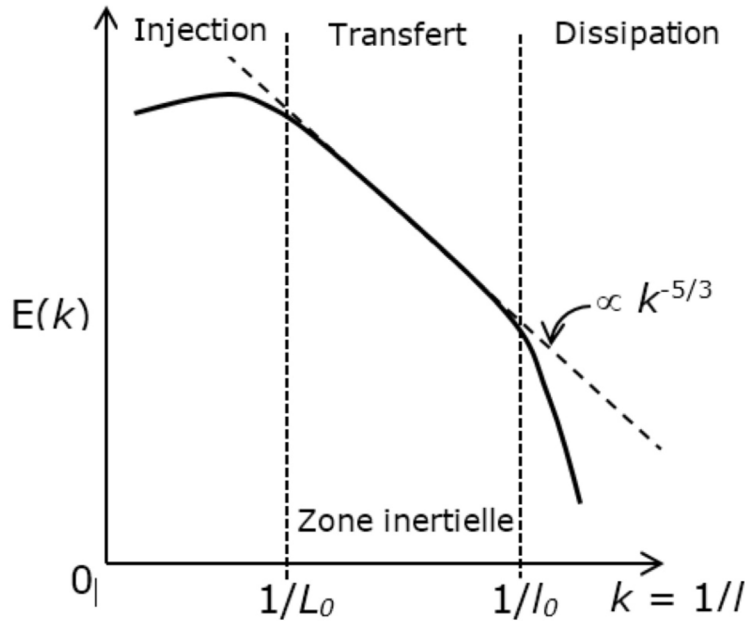


FIGURE 3. Modèle de Kolmogorov de la turbulence atmosphérique. La densité spectrale de l'énergie cinétique $E(k)$ des tourbillons suit la loi de puissance $-5/3$ dans la zone inertielle ($1/L_0 < k < 1/l_0$).

En 1941, Andreï Kolmogorov formalise le transfert progressif de l'énergie cinétique des tourbillons à grande échelle vers les petites échelles pour lesquelles le nombre de Reynolds devenant petit, le processus s'arrête, l'énergie cinétique se dissipant sous forme de chaleur par friction visqueuse. Ce phénomène, appelé *cascade de Kolmogorov*, est à l'origine du spectre d'énergie turbulente $E(\vec{\kappa})$ dans un écoulement en fonction du vecteur d'onde $\vec{\kappa}$, qui s'écrit sous la forme du *spectre de Kolmogorov* :

$$E(\kappa) = C_K \varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}; \quad (3)$$

avec C_K la *constante de Kolmogorov*, ε le taux de production (ou de dissipation) d'énergie et $\kappa = |\vec{\kappa}|$. Cette expression n'est valable que dans le domaine inertiel ($1/L_0 < \kappa < 1/l_0$), l'échelle externe L_0 étant la taille des plus grands tourbillons et l'échelle interne l_0 celle des plus petits, entre lesquels le transfert d'énergie s'effectue en cascade avec une dissipation négligeable (Figure 3) [29].

2.2.2. Fluctuations de température et d'humidité

Le développement de la turbulence dans une couche d'air atmosphérique produit des fluctuations de température et d'humidité.

Alexandre Mikhailovich Obukhov a montré que la concentration d'un constituant passif (sans effet sur les propriétés dynamiques de la turbulence) et conservatif (sans interaction chimique avec le fluide), introduit dans un fluide turbulent, obéit au spectre de Kolmogorov avec cependant des échelles internes et externes différentes mais du même ordre de grandeur [30]. Ce résultat s'applique aux mélanges air froid/air chaud et air/vapeur d'eau dans l'atmosphère.

En 1961, Valerian Ilich Tatarskii applique la notion de cascade de Kolmogorov à la turbulence de l'air dans l'atmosphère. Il suppose que les inhomogénéités de la température de l'air constituent des bulles dont la distribution des tailles suit un spectre de Kolmogorov [31]. Il introduit la fonction de structure $D_T(\bar{\rho})$ des fluctuations de température, qui dans le domaine inertiel s'écrit

d'après Obukhov [30] en fonction de la distance horizontale de deux points de la couche turbulente $\rho = |\vec{\rho}|$, sous la forme :

$$D_T(\vec{\rho}) = C_T^2 \rho^{2/3}. \quad (4)$$

Le coefficient C_T^2 est appelé *constante de structure des fluctuations de température*. Tatarskii [31] a montré que le spectre de puissance $\Phi_T(\vec{\kappa})$ des fluctuations de température s'écrivait alors :

$$\Phi_T(\vec{\kappa}) = 0,033 C_T^2 \kappa^{-11/3}. \quad (5)$$

La force de la turbulence dans l'atmosphère en fonction de l'altitude peut être décrite en déterminant la valeur de $C_T^2(h)$ à partir de la mesure de la fonction de structure $D_T(\vec{\rho})$ réalisée lors de sondages effectués au moyen de sondes thermométriques fixées sur des mâts ou à accrochées à un ballon-sonde.

Les propriétés des fluctuations d'humidité sont décrites par des expressions similaires.

Généralement, les sites astronomiques sont choisis pour bénéficier d'une atmosphère sèche et aux longueurs d'ondes optiques, les fluctuations de température sont alors prédominantes ; les fluctuations de l'humidité pouvant cependant intervenir dans les régions du spectre infrarouge en bordure des bandes d'absorption de la vapeur d'eau ou lors d'observations basses sur l'horizon.

2.2.3. Fluctuations de l'indice de réfraction de l'air et turbulence optique

L'indice de réfraction de l'air étant une fonction de la température et de l'humidité, leurs fluctuations entraînent des fluctuations de l'indice de réfraction.

Transposant les résultats obtenus pour les fluctuations de températures à celles de l'indice de réfraction, Tatarski [31] introduit la *constante de structure de l'indice de réfraction* C_n^2 et la *fonction de structure* associée $D_n(\vec{\rho})$ écrite selon la relation d'Obukhov,

$$D_n(\vec{\rho}) = C_n^2 \rho^{\frac{2}{3}}. \quad (6)$$

Le spectre de puissance des fluctuations de l'indice de réfraction s'exprimant sous la forme :

$$\Phi_n(\vec{\kappa}) = 0,033 (2\pi)^{-2/3} C_n^2 f \kappa^{-11/3} \quad (7)$$

expression analogue au spectre de Kolmogorov, valide dans le domaine inertiel avec $1/L_0 \ll f \ll 1/l_0$.

Dans le modèle de Kolmogorov, il est supposé que $L_0 = \infty$ et $l_0 = 0$. Afin de tenir compte de la baisse de l'énergie au-delà des échelles externe L_0 et interne l_0 , des expressions modifiées du spectre, notamment par Von Kármán [32] et Tatarski [33], sont parfois utilisées.

Le paramètre $C_n^2(h)$ mesure l'intensité des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air en fonction de l'altitude, dont les effets sur la propagation des ondes lumineuses traversant l'atmosphère sont désignés sous le nom de *turbulence optique*.

La détermination de C_n^2 permet l'étude et la caractérisation de la turbulence optique, l'expérience montrant qu'elle trouve son origine dans cinq zones de la troposphère :

- l'air autour du télescope et sa coupole ;
- la *couche limite du sol* (CLS), d'épaisseur limitée à quelques dizaines de mètres, généralement fortement turbulente avec des variations de C_n^2 soumises au cycle diurne.
- la *couche limite atmosphérique* (CLA) jusqu'à une altitude de quelques kilomètres où la turbulence se développe en raison de la convection thermique formée au-dessus du sol et des effets du relief environnant. La turbulence y évolue sur des échelles de quelques minutes à plusieurs heures.
- l'*atmosphère libre* au-dessus de la CLA où la turbulence est générée par la rencontre entre les masses d'air. La turbulence y est généralement plus faible que dans la CLA ;

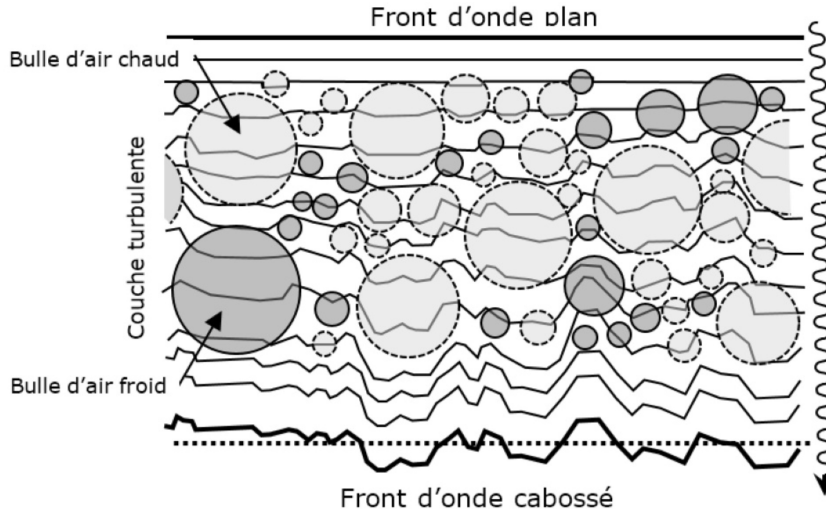


FIGURE 4. La *turbulence optique* est générée par les fluctuations de l'indice de réfraction de l'air. La vitesse de propagation de l'onde variant en fonction de la température des bulles d'air, le front d'onde plan à l'entrée dans l'atmosphère, subit localement des déphasages et devient un front d'onde cabossé après avoir traversé les couches turbulentes.

- la tropopause où circulent des vents violents, les *courants-jets* à des altitudes comprises entre 7 et 15 km. La turbulence y est créée par des effets de cisaillement associés à de fortes valeurs de C_n^2 .

Les turbulences formées dans le télescope, sa coupole et la CLS, peuvent être limitées lors de la conception de l'instrument.

Les effets de la turbulence optique provenant, de la CLA, de l'atmosphère libre et de la tropopause peuvent être limités par le choix du site d'observation.

Par la suite, on ne considère que la turbulence optique engendrée par les trois niveaux situés dans l'atmosphère et auxquels correspondent des valeurs différentes du $C_n^2(h)$ en fonction de l'altitude des couches turbulentes.

3. Propagation de la lumière dans l'atmosphère

La lumière stellaire arrivant au-dessus de l'atmosphère sous la forme d'un front d'onde plan traverse un milieu dont l'indice de réfraction fluctue, la propagation de l'onde subissant des avances et des retards qui se traduisent par des fluctuations aléatoires de la phase dans l'espace et le temps (Figure 4).

3.1. Cas d'une couche de turbulence isolée

La description détaillée de la propagation d'une onde plane à travers la turbulence atmosphérique est faite par Roddier [23]. On considère que l'atmosphère est constituée d'une succession de couches turbulentes horizontales dont l'épaisseur est supposée grande devant la longueur de corrélation des inhomogénéités de l'indice de réfraction mais assez fine pour rendre négligeables les effets de la diffraction à l'intérieur d'une couche.

Dans l'approximation de l'optique géométrique, on considère la propagation rectiligne et verticale (observation au zénith) d'une onde plane $\psi_\infty(\vec{x}) = 1$ quasi monochromatique de longueur

d'onde λ , traversant une couche de turbulence d'altitude h et d'épaisseur Δh ; en sortie, l'amplitude complexe de l'onde s'écrit :

$$\psi_h(\vec{x}) = \exp[i\varphi_h(\vec{x})] \quad \varphi_h(\vec{x}) = k \int_h^{h+\Delta h} n(\vec{x}, h) dh \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (8)$$

où $\varphi_h(\vec{x})$ est le déphasage introduit par les fluctuations de l'indice de réfraction $n(\vec{x}, h)$ dans la couche et k le nombre d'onde. La phase φ_h est une variable aléatoire de distribution gaussienne à moyenne nulle, la *fonction de cohérence de l'onde* étant définie par :

$$B_h(\vec{\xi}) = \langle \psi_h(\vec{x}) \psi_h^*(\vec{x} + \vec{\xi}) \rangle = \exp \left[-\frac{1}{2} \langle |\varphi_h(\vec{x}) - \varphi_h(\vec{x} + \vec{\xi})|^2 \rangle \right]. \quad (9)$$

Les propriétés statistiques du front d'onde se déduisent de celles des fluctuations de l'indice de réfraction. en introduisant la *fonction de structure spatiale de la phase* :

$$D_\varphi(\vec{\xi}) = \langle |\varphi_h(\vec{x}) - \varphi_h(\vec{x} + \vec{\xi})|^2 \rangle = 2,91 k^2 C_n^2 \Delta h \xi^{5/3}. \quad (10)$$

Expression dans laquelle C_n^2 est la *constante de structure de l'indice de réfraction*.

En sortie de la couche turbulente la fonction de cohérence de l'onde s'écrit :

$$B_h(\vec{\xi}) = \exp \left[-\frac{1}{2} D_\varphi(\vec{\xi}) \right]. \quad (11)$$

Les longueurs d'onde optiques étant beaucoup plus petites que l'échelle spatiale des perturbations du front d'onde, l'approximation de la diffraction de Fresnel peut être utilisée pour exprimer l'amplitude complexe de l'onde reçue au sol :

$$\psi_0(\vec{x}) = \psi_h(\vec{x}) * \frac{1}{i h \lambda} \exp \left[i \pi \frac{\vec{x}^2}{\lambda h} \right] \quad (12)$$

où $*$ est l'opérateur de convolution. La fonction de cohérence $B_h(\vec{\xi})$ étant invariante par diffraction de Fresnel et l'on a $B_0(\vec{\xi}) = B_h(\vec{\xi})$ au niveau du sol.

3.2. Généralisation à de multiples couches turbulentes

Roddier [23] a montré que les fluctuations produites au sol par plusieurs couches turbulentes s'ajoutent linéairement. Puisqu'elles sont statistiquement indépendantes, leurs densités spectrales s'ajoutent aussi linéairement.

En considérant une répartition verticale continue de la turbulence, pour une observation faite à une distance zénithale γ , ce qui équivaut à traverser une plus grande épaisseur d'atmosphère, la fonction de cohérence de l'onde à l'entrée du télescope s'écrit :

$$B_0(\vec{\xi}) = \exp \left[-1,455 k^2 (\cos \gamma)^{-1} \xi^{5/3} \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right]. \quad (13)$$

Ce résultat, qui établit le lien entre la fonction de cohérence spatiale du front d'onde associée à la traversée de chaque couche turbulente et la cohérence du front d'onde résultant au sol, est utilisé pour les calculs des grandeurs statistiques associées au front d'onde perturbé reçu au niveau du sol.

4. Paramètres caractérisant la turbulence optique

On donnera ici la définition des paramètres servant à caractériser les effets de la turbulence atmosphérique sur les images astronomiques : le *paramètre de Fried*, l'*angle d'isoplanétisme*, le *temps de cohérence* et l'*échelle externe*.

4.1. Paramètre de Fried

Les propriétés statistiques de l'onde reçue au sol $\psi_0(\vec{x})$ sont décrites par sa fonction de cohérence spatiale $B_0(\vec{\xi})$, qui représente la perte de cohérence spatiale de l'onde après sa propagation à travers l'atmosphère turbulente au moyen de la fonction de structure de la phase $D_\varphi(\vec{r})$ pour laquelle Fried [34] propose l'expression :

$$D_\varphi(\vec{r}) = 6,88 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (14)$$

Le paramètre r_0 , appelé *paramètre de Fried*, s'exprime en fonction de la constante de structure des fluctuations d'indice de réfraction $C_n^2(h)$:

$$r_0 = \left[0,423 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cos \gamma^{-1} \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right]^{-3/5} \quad (15)$$

pour une turbulence produite par une multitude de couches atmosphériques et une observation faite à une distance zénithale γ . Fried définit le paramètre r_0 comme la taille de l'aire de cohérence sur laquelle le déphasage du front d'onde est inférieur à 1 rad, soit une aberration de la surface d'onde inférieure à $\lambda/6$.

On note le caractère chromatique de ce paramètre dont la valeur est $\propto \lambda^{6/5}$.

Nous verrons plus loin que le paramètre de Fried est associé à la résolution angulaire effective d'un télescope dont les images sont dégradées par la turbulence.

4.2. Angle d'isoplanétisme

La question s'est posée de savoir comment évoluaient les cohérences des fronts d'ondes lorsque l'on observe deux étoiles dans des directions faisant un angle θ . Dans le cas d'une couche turbulente unique d'altitude h , le phénomène d'anisoplanétisme peut être caractérisé en considérant la fonction de structure de la phase (Section 3.1) en écrivant :

$$D_\varphi(\theta h) = \langle [\varphi(\vec{r} + \theta h, h) - \varphi(\vec{r}, h)]^2 \rangle \simeq 6,88 \left(\frac{\theta h}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (16)$$

Pour caractériser l'importance de l'effet d'anisoplanétisme, Fried [35] introduit le paramètre θ_0 qui correspond au domaine isoplanétique, champ pour lequel la décorrélation angulaire de la turbulence reste faible.

Dans le cas d'une turbulence distribuée de façon continue dans l'atmosphère, l'expression de θ_0 en fonction de la constante de structure des fluctuations d'indice de réfraction de l'air $C_n^2(h)$, pour une observation faite à la distance zénithale γ , s'écrit :

$$\theta_0 = \left[2,905 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (\cos \gamma^{-1})^{8/3} \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right]^{-3/5}. \quad (17)$$

Fried définit θ_0 comme l'écart angulaire pour lequel $D_\varphi(\theta h) \leq 1 \text{ rad}^2$, sous la forme :

$$\theta_0 \simeq 0,314 \frac{r_0}{h} \quad (18)$$

en définissant \bar{h} comme l'altitude moyenne des couches turbulentes pondérée par les valeurs de $C_n^2(h)$.

Pour deux directions de visées de séparation angulaire θ , Fried montre que la fonction de transfert optique est réduite d'un facteur $\exp[-(\theta/\theta_0)^{5/3}]$.

La valeur du champ d'isoplanétisme est chromatique puisque $\theta_0 \propto \lambda^{6/5}$.

La détermination de la valeur du paramètre θ_0 est importante, notamment lors d'observations au télescope d'étoiles doubles écartées ou d'objets étendus (planètes, Lune, Soleil) ainsi que lors du choix d'une étoile de référence pour des observations par optique adaptative.

4.3. Temps de cohérence

La turbulence dynamique étant un phénomène variable dans le temps, les distorsions du front d'onde reçu au sol caractérisant la turbulence optique le sont aussi. Par analogie avec la fonction de structure spatiale de la phase (Section 3.1), on définit une fonction de structure temporelle en un point \vec{r} et à un instant t sous la forme :

$$D_{\varphi,t,\vec{r}}(\Delta t) = \langle |\varphi(\vec{r}, t) - \varphi(\vec{r}, t + \Delta t)|^2 \rangle. \quad (19)$$

En faisant l'hypothèse de Taylor de «turbulence gelée» [36], on peut considérer la turbulence optique produite par une succession d'écrans de phase indépendants, chacun en translation uniforme à la vitesse $v(h)$ sous l'effet du vent.

Au niveau du sol, on peut définir le paramètre τ_0 comme le temps mis pour que le front d'onde se déplace d'une distance égale à la taille du paramètre de Fried r_0 , durée pendant laquelle la phase du front d'onde ne change pas de plus d'un radian, ce qui s'écrit :

$$\tau_0 \approx \frac{r_0}{\bar{v}} \quad (20)$$

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

La valeur du temps de cohérence est chromatique puisque $\propto \lambda^{6/5}$.

Nous verrons plus bas que l'on utilise en pratique plusieurs définitions du temps de cohérence.

4.4. L'échelle externe

On introduit la notion d'*échelle externe de cohérence spatiale* L_0 pour décrire les grandes échelles spatiales du front d'onde perturbé reçu au sol.

Dans le modèle de Kolmogorov (Section 2.2.1), dans chaque couche atmosphérique d'altitude h , l'échelle externe $L_0(h)$ est la taille caractéristique des plus grands tourbillons dans lesquels la turbulence prend naissance.

On définit un paramètre d'échelle externe du front d'onde L_0 à partir de la combinaison des échelles externes locales $L_0(h)$ des couches turbulentes pondérées par le profil de la constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction $C_n^2(h)$ sous la forme [37] :

$$\mathcal{L}_0 = \left[\frac{\int_0^\infty L_0^{-1/3}(h) C_n^2(h) dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} \right]^{-3}. \quad (21)$$

Le paramètre d'échelle externe L_0 est relié aux basses fréquences spatiales des déformations du front d'onde reçues au sol et il intervient dans plusieurs types d'observations astronomiques (astrométrie, imagerie). La valeur de L_0 intervient dans les performances d'un système d'optique adaptative. En interférométrie à grande base, la connaissance de L_0 est également importante notamment pour la spécification d'un système de stabilisation des franges.

Il est à noter que la valeur de ce paramètre varie beaucoup entre quelques mètres et la centaine de mètres en fonction du site d'observation ainsi que des conditions atmosphériques mais également de la technique utilisée pour sa mesure [38].

5. Formation de l'image perturbée par la turbulence optique

La formation des images en présence de diffraction et la relation entre l'objet et son image sont traités par ailleurs (voir notamment [39]) et la formation des images en présence de turbulence atmosphérique a été exposée en détail par Roddier [23]. On se limitera ici à rappeler quelques résultats essentiels.

5.1. Relation entre l'objet et son image

Lors d'une observation astronomique, un objet étendu est caractérisé par la distribution de son éclairement (ou irradiance) dans le plan focal du télescope que l'on peut noter $O(\vec{\alpha})$ en fonction de la distance angulaire $\vec{\alpha} = (\alpha_x, \alpha_y)$ projetée sur le ciel. Cet éclairement est fonction de la longueur d'onde λ , et éventuellement du temps. Les objets astronomiques sont considérés comme des sources lumineuses incohérentes. L'éclairement de l'image de l'objet produite au foyer du télescope $I(\vec{\alpha})$ est donné par la relation de convolution :

$$I(\vec{\alpha}) = O(\vec{\alpha}) * S(\vec{\alpha}). \quad (22)$$

Dans laquelle $S(\vec{\alpha})$ est l'image d'une source ponctuelle formée par le télescope, appelée *fonction d'étalement de point* ou *réponse impulsionnelle du système*.

Si l'on passe dans le domaine des fréquences spatiales $\vec{f} = 1/\vec{\alpha}$, on peut utiliser la transformée de Fourier $\tilde{I}(\vec{f})$ de l'image $I(\vec{\alpha})$ et la relation objet — image s'écrit alors :

$$\tilde{I}(\vec{f}) = \tilde{O}(\vec{f}) \cdot \tilde{S}(\vec{f}). \quad (23)$$

Dans laquelle $\tilde{O}(\vec{f})$ est la transformée de Fourier de l'éclairement de l'objet $O(\vec{\alpha})$ et $\tilde{S}(\vec{f})$ celle de la fonction d'étalement de point $S(\vec{\alpha})$, appelée *fonction de transfert de modulation* du système constitué par le télescope et l'atmosphère.

Il s'agit dans la suite de relier la fonction de transfert de modulation $\tilde{S}(\vec{f})$ aux propriétés de la turbulence optique en considérant l'observation d'une source lumineuse ponctuelle (étoile simple) à une longueur d'onde λ , au moyen du système optique constitué par le télescope et l'atmosphère.

Deux cas seront examinés : celui des images à longues poses, obtenues avec une durée d'intégration nettement supérieure au temps de cohérence τ_0 de la turbulence (Section 4.3), puis celui des images à court temps de pose, obtenues avec une durée d'intégration au plus égale à τ_0 .

5.2. Image instantanée

A chaque instant, la pupille d'entrée du télescope intercepte le front d'onde reçu dont l'amplitude complexe est notée $\psi(\vec{r})$ avec \vec{r} la variable de position dans le plan pupille. L'amplitude complexe diffractée dans le plan focal du télescope, $\mathcal{A}(\vec{\alpha})$, est la transformée de Fourier de la distribution d'amplitude complexe de l'onde sur la pupille du télescope :

$$\mathcal{A}(\vec{\alpha}) \propto \int \psi(\vec{r}) P(\vec{r}) \left[\exp\left(-2i\pi\vec{\alpha} \cdot \frac{\vec{r}}{\lambda}\right) \right] d\vec{r} \quad (24)$$

où $P(\vec{r})$ est la fonction de transmission du télescope ou *fonction pupille*.

La fonction d'étalement de point instantanée est alors $S(\vec{\alpha}) = |\mathcal{A}(\vec{\alpha})|^2$ dont la transformée de Fourier est la fonction de transfert de modulation instantanée $\tilde{S}(\vec{f})$ s'écrit comme la fonction d'autocorrélation normalisée de la distribution d'amplitude complexe de l'onde sur la pupille :

$$\tilde{S}(\vec{f}) = \mathcal{D}^{-1} \int \psi_0(\vec{u}) \psi_0^*(\vec{u} + \vec{f}) P(\vec{u}) P^*(\vec{u} + \vec{f}) d\vec{u} \quad (25)$$

où $\mathcal{D} = (\pi/4)(D/\lambda)^2$ est l'aire de la pupille du télescope exprimée en unité λ^2 et $\vec{u} = \vec{r}/\lambda$ une variable réduite sans dimension [23].

En présence de turbulence, la fonction de transfert instantanée est une fonction à valeurs complexes avec pour $f > r_0/\lambda$, une composante haute fréquence, dont la moyenne temporelle est nulle.

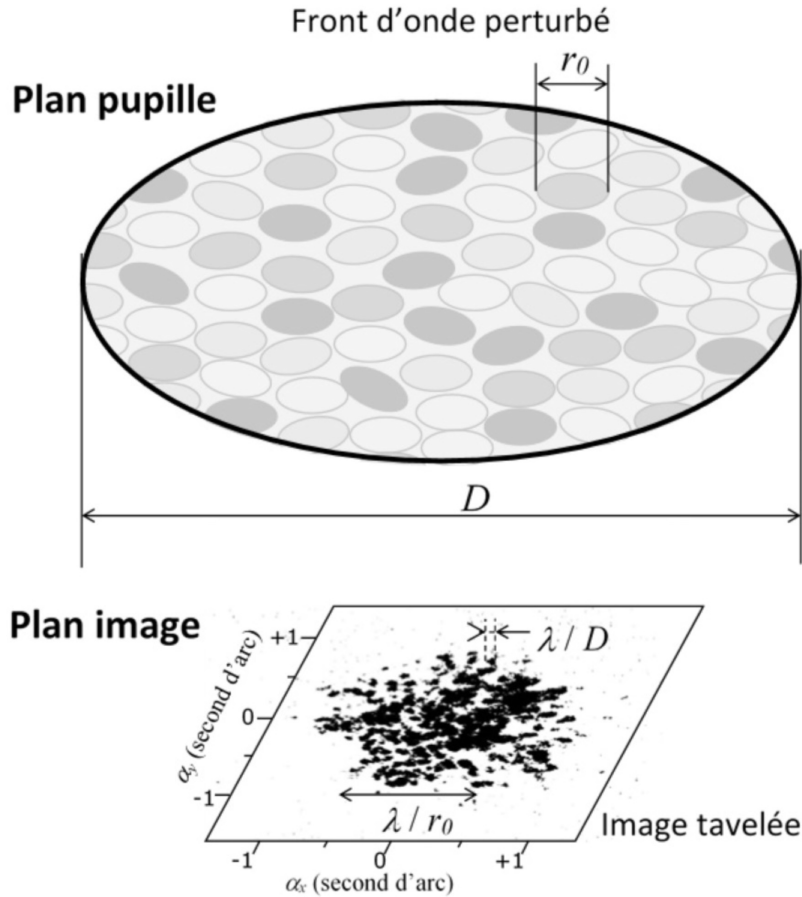


FIGURE 5. Formation de l'image tavelée. Le front d'onde perturbé intercepté par la pupille circulaire du télescope constitué par un ensemble de zones cohérentes dont le diamètre est défini par le paramètre de Fried r_0 . Dans le plan focal, l'image résultant des interférences entre les rayons diffractés dans le plan pupille, se présente sous l'aspect de grains lumineux (les tavelures) de diamètre angulaire λ/D distribués dans une tache dont le diamètre angulaire λ/r_0 varie en fonction de la turbulence optique.

En l'absence de turbulence, et en supposant que l'onde reçue est plane avec $\psi_0(\vec{u}) = 1$, la fonction de transfert de modulation se réduit à la fonction de transfert du télescope :

$$\tilde{S}(\vec{f}) = \mathcal{D}^{-1} \int P(\vec{u})P^*(\vec{u} + \vec{f}) d\vec{u} = T(\vec{f}). \quad (26)$$

La fonction de transfert de modulation $T(\vec{f})$ du télescope est la fonction d'autocorrélation de la fonction pupille.

La Figure 5 illustre la formation de l'image instantanée obtenue au foyer d'un grand télescope. Elle présente l'aspect d'une tache de diamètre $\sim \lambda/r_0$ variable en fonction de la qualité de la turbulence atmosphérique, parsemée aléatoirement de grains brillants (les *tavelures* ou *speckles*). Sa structure peut s'interpréter comme le résultat d'un phénomène d'interférence entre les rayons lumineux traversant l'écran de phase constitué par le front d'onde perturbé par la turbulence optique. On en déduit les dimensions caractéristiques de cette image : la taille des tavelures $\approx \lambda/D$, analogue à l'interfrange fixé par la plus grande distance entre deux rayons interférents

égale au diamètre du télescope D et l'étalement de l'image de diamètre $\approx \lambda/r_0$, imposé par la diffraction de la lumière par les aires de cohérences du front d'onde caractérisées par le paramètre de Fried r_0 .

5.3. Image à longue pose

C'est le type d'image astronomique obtenue avec un temps de pose allant de la seconde à plusieurs heures, par imagerie sur plaque ou film photographique et maintenant par imagerie électronique au moyen des capteurs CCD. Dans ce cas, les images instantanées sont moyennées sur la durée de la pose et l'image obtenue au foyer du télescope perdant tout caractère aléatoire, apparaît sous la forme d'une tache lumineuse plus ou moins étalée.

La fonction de transfert de modulation moyenne s'écrit comme le produit de la fonction de cohérence du front d'onde perturbé $B(\vec{f}) = \langle \psi_0(\vec{u}) \psi_0^*(\vec{u} + \vec{f}) \rangle$, avec la fonction de transfert du télescope $T(\vec{f})$:

$$\langle \tilde{S}(\vec{f}) \rangle = B(\vec{f}) \cdot T(\vec{f}). \quad (27)$$

En l'absence de turbulence, en supposant que l'onde incidente est plane avec $\psi_0(\vec{u}) = 1$ ou dans le cas d'un petit télescope pour lequel on peut négliger les effets de la turbulence en supposant $B(\vec{f}) \approx 1$, la fonction de transfert de modulation moyenne est la fonction de transfert du télescope $\langle \tilde{S}(\vec{f}) \rangle \approx T(\vec{f})$, égale à la fonction d'autocorrélation de la fonction pupille. Une pupille circulaire de diamètre D se comporte comme un filtre passe bas des fréquences spatiales avec une fréquence de coupure $f_D = D/\lambda$.

Pour un télescope de grand diamètre, on peut considérer que la fonction de transfert de modulation moyenne ne dépend que des effets de la turbulence et écrire [23] :

$$\langle \tilde{S}(\vec{f}) \rangle \approx B(\vec{f}) = \exp \left[-3,44 \left(\frac{\lambda f}{r_0} \right)^{5/3} \right] \quad (28)$$

où r_0 est le paramètre de Fried (Section 4.1). Comme illustré par la Figure 6, le profil en cloche de la fonction $\langle \tilde{S}(\vec{f}) \rangle$ montre que sa valeur devient proche de zéro pour $f_0 = r_0/\lambda$ qui peut être considérée comme la fréquence de coupure des fréquences spatiales transmises par la pupille du télescope en présence de turbulence. Fried [40] a défini le paramètre r_0 comme le diamètre d'une pupille circulaire qui donnerait une image limitée par la diffraction (tache d'Airy) de même résolution que l'image dégradée par la turbulence obtenue avec le télescope.

On appelle *angle de seeing*, le paramètre $\epsilon = 0,976\lambda/r_0$, défini comme la largeur à mi-hauteur de la tache image à longue pose qui constitue la *fonction d'étalement de point* du système télescope et atmosphère [41]. Noter que $\epsilon \propto \lambda^{-1/5}$ est peu chromatique.

5.4. Image à courte pose et fonction de transfert speckle

Dans le cas où la durée de la pose est inférieure ou égale au temps de cohérence de la turbulence τ_0 (Section 4.3), on peut considérer que la turbulence est figée et que l'on obtient une *image instantanée*.

Un moyen pour ne pas perdre l'information à haute fréquence spatiale contenue dans cette image, consiste à moyenner non pas l'image, mais le carré du module de son spectre de puissance :

$$\langle |\tilde{I}(\vec{f})|^2 \rangle = |\tilde{O}(\vec{f})|^2 \cdot \langle |\tilde{S}(\vec{f})|^2 \rangle. \quad (29)$$

Avec $|\tilde{O}(\vec{f})|^2$ le spectre d'énergie de l'objet supposé constant et $\langle |\tilde{S}(\vec{f})|^2 \rangle$, la moyenne du carré du module de la fonction de transfert de modulation instantanée de l'image d'une source ponctuelle, appelée *fonction de transfert speckle*.

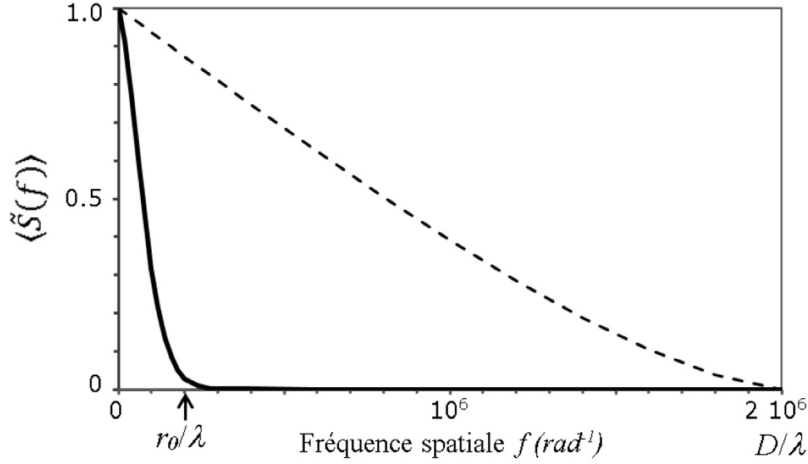


FIGURE 6. Fonction de transfert de modulation $\langle \tilde{S}(\vec{f}) \rangle$ pour une image à longue pose. Sa valeur devient proche de zéro pour la fréquence spatiale $f_0 = r_0/\lambda$, inférieure à la fréquence spatiale de coupure de la pupille du télescope limité par la diffraction D/λ . Ceci traduit la perte en pouvoir de résolution des images à longue pose dégradées par la turbulence. Exemple calculé pour la longueur d'onde $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ et un paramètre de Fried $r_0 = 10 \text{ cm}$ (angle de seeing $S = 1,03$ seconde d'arc), pour un télescope à pupille circulaire de diamètre $D = 1 \text{ m}$ (résolution angulaire théorique est $1,22 \lambda/D = 0,126$ seconde d'arc).

Dans d'un grand télescope c'est-à-dire avec $D \gg r_0$ et en considérant les hautes fréquences spatiales telles que $f \gg r_0/\lambda$, il est montré [23] que la fonction de transfert speckle peut s'écrire sous la forme :

$$\langle |\tilde{S}(\vec{f})|^2 \rangle \approx \frac{\sigma}{\mathcal{P}} T(\vec{f}). \quad (30)$$

Avec $\sigma = 0,342(r_0/\lambda)^2$ l'aire de cohérence de Fried du front d'onde perturbé, \mathcal{P} l'aire de la pupille du télescope exprimée en unité λ^2 et $T(\vec{f})$ la fonction de transfert de la pupille du télescope limité par la réfraction pour $f \leq D/\lambda$.

En faisant l'hypothèse que la statistique du front d'onde est gaussienne et circulaire, l'expression complète de la fonction de transfert de modulation $\langle |\tilde{S}(\vec{f})|^2 \rangle$, s'écrit comme la somme du carré de la fonction de transfert de modulation des images à longue pose (Section 5.3) et de la composante à hautes fréquences spatiales donnée par l'équation (32) :

$$\langle |\tilde{S}(\vec{f})|^2 \rangle = \langle |\tilde{S}(\vec{f})|^2 \rangle + \frac{\sigma}{\mathcal{P}} T_0(\vec{f}). \quad (31)$$

Cette formulation, illustrée par la Figure 7, montre que les fréquences spatiales sont effectivement transmises jusqu'à la fréquence de coupure de la pupille D/λ avec un facteur d'atténuation constant $\sigma/\mathcal{P} = 0,435(r_0/D)^2$. Les images à courte pose permettent donc des observations jusqu'à la limite de résolution angulaire du télescope malgré la dégradation des images par la turbulence.

Le nombre de tavelures présentes dans l'image est donc $N_{\text{tav}} \approx \mathcal{P}/\sigma \sim 2,3(D/r_0)^2$.

Pour caractériser la dégradation d'une image, le physicien allemand Karl Strehl introduit le rapport $S = I_{\text{max}}/I_0$ de l'intensité maximale I_{max} de l'image dégradée par des aberrations optiques à l'intensité maximale I_0 d'une image limitée par la diffraction. Ce paramètre, nommé *Rapport de Strehl*, est également utilisé pour caractériser l'étalement d'une image stellaire dégradée par la turbulence optique. Sa valeur peut être exprimée en fonction de la variance δ^2

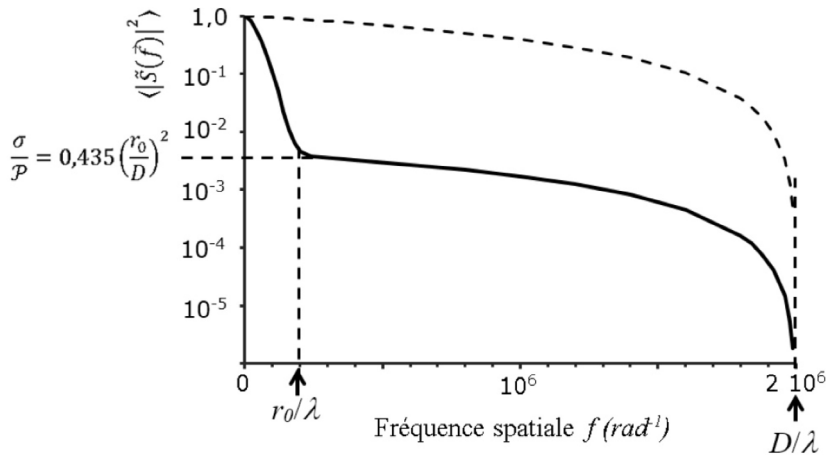


FIGURE 7. Fonction de transfert de modulation $\langle |\tilde{S}(f)|^2 \rangle$ pour une image à pose courte. On note que les fréquences spatiales entre la fréquence de coupure des images à longue pose r_0/λ et la fréquence de coupure de la pupille D/λ sont transmises avec un facteur d'atténuation constant. Exemple calculé $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$, $r_0 = 10 \text{ cm}$, pour une pupille circulaire de diamètre $D = 1 \text{ m}$ dont Fonction de transfert de modulation est représentée en pointillés. Les ordonnées sont représentées en échelle logarithmique.

des fluctuations de phase de la surface d'onde perturbée : $S \approx \exp[-\delta^2] \leq 1$, avec $\delta^2(\text{rad}^2) \approx 1,03(D/r_0)^{5/3}$.

Par ailleurs, ayant établi les propriétés statistiques de la géométrie d'un front d'onde perturbé par la turbulence atmosphérique, Fried publie en 1978 un article dans lequel il conclut que parmi les images à courtes poses obtenues à travers la turbulence atmosphérique il y a quelques chances pour qu'une image puisse être quasiment limitée par la diffraction. Pour un $D/r_0 \geq 3,5$, il estime la probabilité de trouver une telle image à $P \sim 5,6 \exp[-0,1557(D/r_0)^2]$ [42].

Les fluctuations temporelles aléatoires de la phase du front d'onde incident se traduisent par un *bouillonnement des tavelures*. On montre [43] que ce phénomène est lié au temps caractéristique $\Delta\tau$ des fluctuations aléatoires du front d'onde perturbé par la turbulence atmosphérique, exprimé par :

$$\Delta\tau = 0,36r_0/\Delta v \quad (32)$$

où Δv est la dispersion de la distribution des vitesses des vents $\vec{v}(h)$ pondérée par la constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction $C_n^2(h)$ en fonction de l'altitude.

Le phénomène fixe une limite supérieure au temps de pose \mathcal{T} qu'il faut utiliser pour figer la turbulence. Pour $\mathcal{T} > \Delta\tau$, l'aile des hautes fréquences spatiales de la fonction de transfert de modulation de l'image courte pose est affaibli par un facteur $\Delta\tau/\mathcal{T}$ [43].

6. Les effets de la turbulence

Comme évoqué dans l'introduction, les observateurs ont depuis longtemps identifié les différents aspects de la dégradation des images astronomiques. Nous savons maintenant que le front d'onde provenant d'une étoile, initialement plan, arrive au niveau du sol comme un front d'onde présentant des fluctuations aléatoires de la phase qui sont à l'origine des effets perceptibles à l'œil nu ou dans l'image formée au foyer d'un télescope comme illustrés dans la Figure 8.

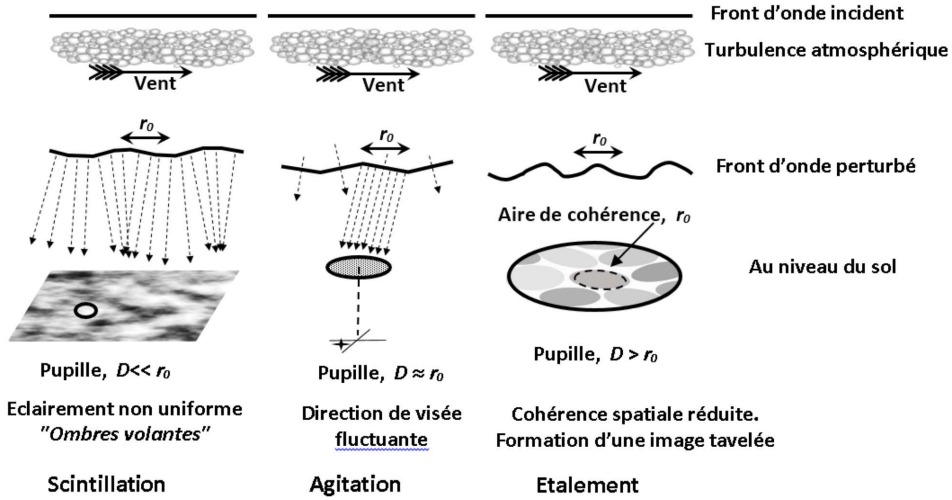


FIGURE 8. Schéma illustrant les principaux effets de la turbulence atmosphérique sur les images. On note que le rapport D/r_0 du diamètre de la pupille à la taille de l'aire de cohérence du front d'onde perturbé détermine l'effet dominant observé.

6.1. Scintillation

Dans le cas de l'observation d'une étoile à l'œil nu ou au moyen d'un petit télescope, la scintillation provoque une modulation aléatoire de l'intensité globale de la pupille, visible sous la forme des *ombres volantes* et résultant de la dilution ou de la concentration de l'énergie du front d'onde.

La scintillation est décrite par les fluctuations de l'intensité $I(\vec{x}) = |\psi_0(\vec{x})|^2$, définie comme le carré du module de l'amplitude complexe de l'onde.

Le taux (ou indice) de scintillation σ_I^2 est défini comme la variance des fluctuations relatives d'éclairage

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} \quad (33)$$

où $\langle I \rangle$ est l'intensité moyenne.

En considérant la variance des fluctuations relatives d'amplitude σ_χ^2 égale à l'intégrale du spectre de puissance des fluctuations $\chi(\vec{x})$ de l'éclairage :

$$\sigma_\chi^2 = \int_0^\infty \phi_\chi(\vec{f}) df \quad (34)$$

dans l'hypothèse des faibles perturbations, $I(\vec{x}) \approx (1 + \chi(\vec{x}))^2$, le taux de scintillation s'écrit $\sigma_I^2 = 4\sigma_\chi^2$.

Dans le modèle de Kolmogorov, pour une distribution continue des couches turbulentes et une observation à une distance zénithale γ , l'expression du spectre de puissance des fluctuations d'éclairage $\phi_I(\vec{f})$, s'écrit [23] :

$$\phi_I(\vec{f}) = 4\phi_\chi(\vec{f}) = 0,383\lambda^{-2}(\cos\gamma)^{-11/6}f^{-11/3} \int_0^\infty C_n^2(h) \sin^2(\pi\lambda h f^2) dh \quad (35)$$

où $C_n^2(h)$ est la constante de structure de l'indice de réfraction en fonction de l'altitude.

En intégrant sur l'ensemble des fréquences spatiales, on déduit l'expression de l'indice de scintillation :

$$\sigma_I^2 = 19,12\lambda^{-7/6}(\cos\gamma)^{-11/6} \int_0^\infty h^{5/6} C_n^2(h) dh. \quad (36)$$

En raison de la dépendance en $h^{5/6}$, la contribution des couches turbulentes sur σ_I^2 décroît lorsque l'on se rapproche du sol. On note la chromaticité de la scintillation qui décroît fortement dans l'infrarouge.

Les fluctuations temporelles aléatoires du flux lumineux engendrées par la turbulence atmosphérique se traduisent par un *bruit de scintillation* qui limite la précision des mesures photométriques faites depuis le sol, notamment pour les observations d'occultations et la détection des transits exoplanétaires [44] ainsi qu'en astérosismologie [45].

La scintillation est mesurée au moyen plusieurs instruments comme le SCIntillation Detection And Ranging (SCIDAR) [46], le Multi Aperture Scintillation Sensor (MASS) [47] et le Lunar Scintillometer (LuSci) [48] notamment dans le but de déterminer le profil vertical de la constante de structure de l'indice de réfraction $C_n^2(h)$.

6.2. Agitation

Le déplacement aléatoire du photocentre de l'image à courte pose observé au foyer des petits télescopes est désigné sous les termes d'*agitation* ou *tip-tilt*, phénomène du aux fluctuations de l'angle d'arrivée de la lumière stellaire produites par les variations aléatoires de la forme du front d'onde $\psi_0(\vec{r})$ intercepté par la pupille du télescope.

Ces variations sont décrites par les fluctuations de la phase $\varphi_0(\vec{r})$ et les écarts au plan d'onde moyen $z(\vec{r}) = (\lambda/2\pi)\varphi_0(\vec{r})$, avec \vec{r} la variable de position dans le plan pupille [23].

Les propriétés statistiques de l'agitation sont déterminées par celles de la fonction de phase $\varphi_0(\vec{r})$ du front d'onde $\psi_0(\vec{r})$. La dispersion de l'angle d'arrivée σ_A est donné par :

$$\sigma_A^2 = \lambda^2 \int_0^\infty f^2 \phi_{\varphi_0}(\vec{f}) df \quad (37)$$

où \vec{f} est la fréquence spatiale et $\phi_{\varphi_0}(\vec{f})$ le spectre de puissance des fluctuations de la phase.

Pour une distribution continue des couches turbulentes, l'expression du spectre de puissance des fluctuations de la phase pour une observation au zénith, est :

$$\phi_{\varphi_0}(\vec{f}) = 0,38\lambda^{-2} f^{-11/3} \int_0^\infty C_n^2(h) dh. \quad (38)$$

Ce qui conduit à l'expression de la dispersion (variance) de l'angle d'arrivée associé au mouvement aléatoire bidimensionnel du photocentre de l'image dégradée par la turbulence :

$$\sigma_A^2 \simeq 0,36 \left(\frac{\lambda}{D}\right)^{1/3} \left(\frac{\lambda}{r_0}\right)^{5/3}. \quad (39)$$

Etablie dans la cadre d'un modèle de turbulence de Kolmogorov, cette expression n'est donc valable que dans me domaine inertiel, c'est-à-dire pour des fréquences spatiales supérieures à λ/L_0 où L_0 est le l'échelle externe associé aux déformations du front d'onde perturbé par la turbulence atmosphérique.

Il a été montré que la valeur de l'agitation dépend fortement de l'échelle externe. Une évaluation plus rigoureuse de l'agitation a été faite en utilisant un modèle de la turbulence atmosphérique de Kolmogorov modifié comme celui proposé par Von Kármán [49].

Pour les observations astronomiques, l'agitation génère un bruit qui limite la précision des mesures astrométriques de position faites au moyen de télescopes au sol, constituant un argument en faveur du développement de l'astrométrie spatiale qui s'est concrétisé par les missions HIPARCOS et GAIA [50].

6.3. Étalement

L'étalement de l'image obtenue au foyer d'un grand télescope est l'effet le plus pénalisant produit par la turbulence atmosphérique puisqu'il dégrade la résolution angulaire des observations.

Dans le cas où le bruit dans l'image enregistrée n'est pas exclusivement limité par le bruit de photons du signal, la sensibilité des observations est également réduite en raison de la dilution de l'énergie lumineuse.

Pour une image longue pose l'étalement observé résulte de la combinaison de l'étalement intrinsèque des images instantanées décrites au Section 4.3 et de l'agitation de ces images.

A chaque instant, l'image résultant de la convolution de la distribution d'intensité sur l'objet $O(\vec{\alpha})$ avec la fonction d'étalement de point $S(\vec{\alpha})$ du système télescope et atmosphère, sera floue.

En raison de l'agitation, l'étalement observé sur l'image à longue pose sera plus important que celui d'une image à courte pose ce qui dégrade la résolution angulaire du système télescope et atmosphère.

L'effet de l'agitation peut être éliminé dans l'image à longue pose au moyen d'un système automatique de guidage rapide (correcteur de *tip-tilt*) [51]. La résolution angulaire de l'image à longue pose est alors donnée par l'angle de seeing défini au Section 4.2 : $\varepsilon = 0,98\lambda/r_0$. La dégradation de l'image restante constitue un flou (*image blurring*) qui ne peut être réduit qu'en choisissant un site d'observation jouissant d'une faible turbulence atmosphérique (caractérisé par un grand r_0 et des vents faibles).

Un gain important en résolution angulaire est obtenu en utilisant la technique du *Lucky imaging*, imaginée par Fried basée sur un tri sévère des images à courte pose puis sur l'addition des images sélectionnées recentrées (*shift and add*) [52]. La résolution angulaire de l'image composite est alors proche de la résolution limitée par la diffraction, mais cette technique n'est vraiment efficace que pour un $D/r_0 < 10$ [42].

Les effets de l'étalement des images peuvent être éliminés en utilisant une technique *d'optique adaptative* basée sur la correction en temps réel des aberrations optiques du front d'onde dues à la turbulence atmosphérique. On obtient alors une image dont la résolution angulaire est quasiment celle du télescope limitée par la diffraction, dans la mesure où l'objet dont on fait l'image est tout entier dans champ d'isoplanétisme [53].

6.4. Effets de la turbulence sur les observations en interférométrie optique à longue base

Les effets de la turbulence atmosphérique sur les observations aux longueurs d'ondes optiques par interférométrie stellaire de Michelson ont été étudiés en détail notamment par Roddier [23] et Roddier et Léna [54, 55].

Le principal effet de la turbulence atmosphérique pour les observations faites avec un interféromètre stellaire de Michelson est le *piston atmosphérique*.

Le *piston atmosphérique* désigne l'écart entre la valeur moyenne de la phase de la portion de front d'onde interceptée par la pupille d'un télescope et la valeur moyenne de la phase du front d'onde qui traverse l'atmosphère. Dans un interféromètre stellaire de Michelson, les télescopes étant éloignés, leurs pupilles interceptent des portions de front d'onde dont les pistons atmosphériques sont différents. Ce *piston différentiel*, produit des fluctuations aléatoires de la longueur des chemins optiques dans l'interféromètre qui décalent la position de différence de marche nulle autour de laquelle se forment les franges d'interférence (Figure 9).

Pour un interféromètre à deux télescopes, l'effet de piston différentiel se traduit par une fluctuation de la valeur de la différence de marche optique dont l'écart type est donné, selon le modèle de turbulence Kolmogorov, par l'expression :

$$\sigma_z(L) = 0,417\lambda(L/r_0)^{5/6} \quad (40)$$

dans laquelle, L est la distance entre les télescopes (longueur de base interférométrique), r_0 le paramètre de Fried et λ la longueur d'onde d'observation.

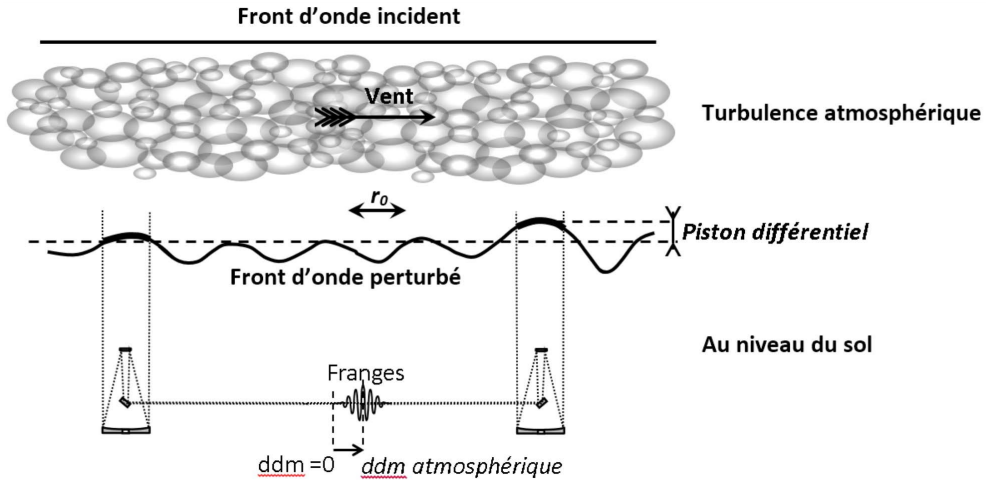


FIGURE 9. Illustration de la différence de marche (ddm) introduite par l'effet de piston atmosphérique dans un interféromètre stellaire de Michelson.

Le temps de cohérence des fluctuations du piston différentiel, défini comme la durée pendant laquelle les franges d'interférence ne se déplacent pas de plus d'un radian [56], est :

$$\Delta\tau = 0,21 r_0 / v^* \quad (41)$$

où v^* est la moyenne des vitesses des vents $\bar{v}(h)$ pondérée par la constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction C_n^2 en fonction de l'altitude.

À l'effet du piston différentiel, il convient d'associer d'autres effets dont l'importance dépend essentiellement du diamètre D des télescopes et du paramètre de Fried r_0 .

Pour un interféromètre constitué de petits télescopes (avec $D \leq r_0$), chacun d'eux formant une image dont la qualité est limitée par la diffraction (tache d'Airy), les effets dominants sont la scintillation et l'agitation.

La scintillation produit des variations aléatoires de l'éclairement des faisceaux qui interfèrent. L'agitation des images se traduit par une fluctuation de leurs positions dans le plan focal de recombinaison, rendant leur superposition aléatoire, les franges n'apparaissant que dans les zones communes des images de diffractions produites par chacun des télescopes. En conséquence, la valeur de la visibilité des franges sera elle-même une fonction aléatoire du temps, et à chaque instant, de la position de l'image dans le plan focal de recombinaison.

Dans le cas d'un interféromètre constitué de grands télescopes (avec $D > r_0$), l'effet dominant est l'étalement des images qui à chaque instant présentent une structure tavelée décrite au Section 4.2. Quand l'égalité des trajets optiques des faisceaux produits par chacun des télescopes est assurée, les franges apparaissent dans chacune des tavelures superposées de l'image formée dans le plan focal de recombinaison. La phase des franges variant d'une tavelure à l'autre, la distribution des tavelures dans l'image recombinaison évolue de façon aléatoire en fonction du temps. La technique d'interférométrie des tavelures s'applique à l'analyse des franges d'interférences produites par ce type d'interféromètre stellaire [54].

7. En guise de conclusion

Les progrès réalisés dans l'étude de la propagation de la lumière à travers la turbulence atmosphérique et de ses effets sur les images astronomiques ont permis de définir les paramètres

caractéristiques de la turbulence optique dont la connaissance est nécessaire pour combattre ses effets et améliorer les performances des observations.

Les résultats de ces travaux théoriques ont de nombreuses applications.

Ils ont conduit au développement d'outils de mesure des paramètres de la turbulence permettant la sélection des sites d'observation en fonction de la qualité des images (seeing). Noter que la plupart des observatoires sont maintenant équipés de *moniteurs de seeing* (voir par exemple [57]).

Ils sont pris en compte dans la conception et l'exploitation des réseaux interférométriques de télescopes opérant en synthèse d'ouverture optique, pour obtenir des images d'une résolution angulaire nettement supérieure à celle des télescopes conventionnels.

Ce sujet est abordé par Koechlin & Dettwiller dans ce numéro spécial, sous le titre « Correction de la dispersion atmosphérique dans l'imagerie par les grands télescopes et les interféromètres optiques » [58].

La théorie de la propagation de la lumière à travers l'atmosphère terrestre est à la base du développement de la technique d'optique adaptative, sujet traité en détail dans ces pages par Rousset & Fusco sous le titre « Optique adaptative : correction des effets de la turbulence atmosphérique sur les images astronomiques » [59].

Ainsi, ils permettent une exploitation optimale des techniques d'observations à haute résolution angulaire en termes de précision et sensibilité, conduisant à des succès notables notamment en physique stellaire [60]. Dans le domaine de la physique galactique un résultat remarquable est la confirmation de l'existence du trou noir central de la Galaxie dont la position et la masse ont été déterminées à partir d'observations à haute résolution angulaire d'étoiles de son voisinage conduisant à l'attribution du Prix Nobel de Physique 2020 à Genzel [61] et Ghez [62].

Ainsi, les astronomes se donnent-ils les moyens de tirer le meilleur parti des très grands télescopes optiques de la prochaine décennie avec l'objectif de gagner la bataille contre le flou évoquée par Léna [26].

Conflit d'intérêt

L'auteur n'a aucun conflit d'intérêt à déclarer.

Remerciements

Cette recherche a utilisé le *NASA's Astrophysics Data System* ainsi que le Service des Bibliothèques de l'OCA que je tiens à remercier. Merci à P. Léna pour ses commentaires utiles à l'amélioration du manuscrit.

Références

- [1] I. Newton, *Optics*, 4^e éd., 1730, Book I, Part I, Prop. VIII, Prob. III, <https://archive.org/details/opticksoratreat00newtgoog/page/n6/mode/2up>, 98 pages.
- [2] J. Rösch, « Expériences préliminaires sur la selection dans le temps des images stellaires les mieux définies », *C. R. Acad. Sci. B (Paris)* **247** (1958), p. 422-425.
- [3] G. Bigourdan, « La scintillation des étoiles », *L'Astronomie (Paris)* **29** (1915), p. 203-209.
- [4] C. Fabry, « A propos du phénomène des ombres volantes », *L'Astronomie (Paris)* **33** (1919), p. 17-21.
- [5] G. I. Taylor, « Eddy motion in the atmosphere », *Phil. Trans.* **215** (1915), p. 1-26.
- [6] C.-G. Rossby, « The theory of atmospheric turbulence-an historical résumé and an outlook », *Mon. Weather Rev.* **55** (1927), p. 6-10.
- [7] W. H. Pickering, « Astronomical possibilities at considerable altitudes », *Obs* **15** (1892), p. 283-286.
- [8] A. Danjon, « Etude interférentielle de la scintillation et des conditions de stabilité des images télescopiques », *C. R. Acad. Sci. B (Paris)* **183** (1926), p. 1032-1034.

- [9] D. Bonneau, *Mieux voir les étoiles – 1^{er} siècle de l'interférométrie optique*, EDP Sciences, Les Ulis, 2019.
- [10] H. W. Babcock, « The possibility of compensating astronomical seeing », *Publ. Astron. Soc. Pac.* **65** (1953), p. 229-236.
- [11] V. P. Linnik, « Possible development of astronomy from the instrumental viewpoint », in *Transactions of the Twelfth Astrometric Conference of the USSR (December 7–9, 1955, Pulkovo) Leningrad*, 1957, p. 179-185.
- [12] J. Texereau, « Limitation à la qualité des images d'un grand télescope », *Appl. Opt.* **2** (1963), p. 23-30.
- [13] G. Courtes, « Instruments et techniques », *Bull. Astron.* **24** (1964), p. 239-254.
- [14] A. Labeyrie, « Attainment of diffraction limited resolution in large telescopes by Fourier analysing speckle patterns in star images », *Astron. Astrophys.* **6** (1970), p. 85-87.
- [15] A. Labeyrie, D. Bonneau, R. V. Stachnik, D. Y. Gezari, « Speckle interferometry. III. High-resolution measurements of twelve close binary systems », *Astrophys. J.* **194** (1974), p. L147-L151.
- [16] H. A. McAlister, « Spectroscopic binaries as a source for astrometric and speckle interferometric studies », *Publ. Astron. Soc. Pac.* **88** (1976), p. 317-322.
- [17] D. Bonneau, A. Labeyrie, « Speckle interferometry : Color-dependent limb darkening evidenced on alpha orionis and omicron ceti », *Astrophys. J.* **181** (1973), p. L1-L4.
- [18] M. J. McDonnell, R. H. T. Bates, « Digital restoration of an image of Betelgeuse », *Astrophys. J.* **208** (1976), p. 443-452.
- [19] G. Weigelt, G. Baier, « R 136a in the 30 Doradus nebula resolved by holographic speckle interferometry », *Astron. Astrophys.* **150** (1985), p. L18-L20.
- [20] A. Chelli, P. Léna, F. Sibille, « Angular dimensions of accreting young stars », *Nature* **278** (1979), p. 143-146.
- [21] J. Meaburn, B. L. Morgant, H. Vinet, A. Pedlar, R. Spencer, « Speckle observations of the nucleus of NGC1068 », *Nature* **296** (1982), p. 331-333.
- [22] D. W. McCarthy, F. J. Low, S. G. Kleinmann, F. C. Gillett, « Infrared speckle interferometry of the nucleus of NGC 1068 », *Astrophys. J. Lett.* **257** (1982), p. L7-L11.
- [23] F. Roddier, « The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy », *Prog. Opt.* **19** (1981), p. 281-376.
- [24] N. J. Woolf, « High resolution imaging from the ground », *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **20** (1982), p. 367-398.
- [25] P. Léna, « High angular resolution in the infrared with a single very large telescope (VLT) », in *Workshop on ESO's Very Large Telescope, Cargese, Corse, France, May 16–19, 1983, Proceedings (A84-48051 23-89)*, European Southern Observatory, Garching, West Germany, 1983, p. 163-169.
- [26] P. Léna, *Une histoire de flou – Miroirs, trous noirs et autres mondes*, Le Pommier, Paris, 2019, Traduit en anglais. "Astronomy's Quest for Sharp Images. From blurred pictures to the Very Large Telescope", Springer, Germany, 2020.
- [27] L. F. Richardson, « The supply of energy from and to atmospheric eddies », *Proc. R. Soc.* **97** (1920), p. 354-373.
- [28] J. D. Woods, « On Richardson's number as a criterion for laminar-turbulent-laminar transition in ocean and atmosphere », *Radio Sci.* **4** (1969), p. 1289-1298.
- [29] A. N. Kolmogorov, « The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers », *Dan. S.S.S.R.* **30** (1941), p. 301-305.
- [30] A. M. Obukhov, « Structure of the temperature field in a turbulent flow », *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser Geograf. Geofiz* **13** (1949), p. 58-69.
- [31] V. I. Tatarskiï, *Wave Propagation in a Turbulent Medium*, Dover, New York, 1961.
- [32] T. Von Kármán, « Progress in the statistical theory of turbulence », *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **34** (1948), p. 530-539.
- [33] V. I. Tatarski, *The Effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation*, Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, 1971, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1971etaw.book.....T/abstract>.
- [34] D. L. Fried, « Statistics of a geometric representation of wavefront distortion », *J. Opt. Soc. Am.* **55** (1965), p. 1427-1435.
- [35] D. L. Fried, « Anisoplanatism in adaptive optics », *J. Opt. Soc. Am.* **72** (1982), p. 52-61.
- [36] G. I. Taylor, « The spectrum of turbulence », *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A* **164** (1938), p. 476-490.
- [37] J. Borgnino, « Estimation of the spatial coherence outer scale relevant to long baseline interferometry and imaging in optical astronomy », *Appl. Opt.* **29** (1990), p. 1863-1865.
- [38] J. Maire, « Modélisation des effets optiques de la turbulence atmosphérique pour les grands télescopes et les observations à Haute Résolution Angulaire », Thèse, Université Nice-Sophia-Antipolis, 2007, <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00192172>.
- [39] P. Léna, D. Rouan, F. Lebrun, F. Mignard, D. Pelat, L. Mugnier, *L'observation en Astrophysique*, EDP Sciences/CNRS Editions, Paris, 2008.
- [40] D. L. Fried, « Limiting resolution looking down through the atmosphere », *J. Opt. Soc. Am.* **56** (1966), p. 1380-1384.
- [41] M. Sarazin, F. Roddier, « The ESO differential image motion monitor », *Astron. Astrophys.* **227** (1990), p. 294-300.
- [42] D. L. Fried, « Probability of getting a lucky short-exposure image through turbulence », *J. Opt. Soc. Am.* **68** (1978), p. 1651-1658.
- [43] F. Roddier, G. M. Gilli, G. Lund, « On the origin of speckle boiling and its effects in stellar speckle interferometry », *J. Opt.* **13** (1982), p. 263-271.
- [44] J. Osborn, D. Föhring, V. S. Dhillon, R. W. Wilson, « Atmospheric scintillation in astronomical photometry », *Mon. Notices Royal Astron. Soc.* **452** (2015), p. 1707-1716.

- [45] J. N. Heasley, K. Janes, B. Labonte, D. Guenther, D. Mickey, P. Demarque, « The prospects for asteroseismology from ground-based sites », *Publ. Astron. Soc. Pac.* **108** (1996), p. 385-394.
- [46] R. Avila, J. Vernin, E. Masciadri, « Whole atmospheric-turbulence profile with generalized scidar », *Appl. Opt.* **36** (1997), p. 7898-7905.
- [47] V. Kornilov, A. A. Tokovinin, O. Vozyakova, A. Zaitsev, N. Shatsky, S. F. Potanin, M. S. Sarazin, « MASS : a monitor of the vertical turbulence distribution », *SPIE* **4839** (2003), p. 837-845.
- [48] J. Rajagopal, A. A. Tokovinin, E. Bustos, J. Sebag, « LuSci : a lunar scintillometer to study ground layer turbulence », *SPIE* **4013** (2008), p. 1-9.
- [49] A. Ziad, J. Borgnino, F. Martin, A. Agabi, « Experimental estimation of the spatial-coherence outer scale from a wavefront statistical analysis », *Astron. Astrophys.* **282** (1994), p. 1021-1033.
- [50] J. Kovalevsky, « Prospect for space stellar astrometry », *Space Sci. Rev.* **39** (1984), p. 1-63.
- [51] S. S. Olivier, « Tip-tilt compensation for astronomical imaging », *J. Opt. Soc. Am. A* **11** (1994), p. 368-378.
- [52] J. Hecquet, G. Coupinot, « Gain en résolution par superposition de poses courtes recentrées », *J. Opt. (Paris)* **16** (1985), p. 21-26.
- [53] J. M. Beckers, « Adaptive optics for astronomy: principles, performance, and applications », *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **31** (1993), p. 13-62.
- [54] F. Roddier, P. Léna, « Long-baseline Michelson interferometry with large ground-based telescopes operating at optical wavelengths I. General formalism. Interferometry at visible wavelengths », *J. Opt. (Paris)* **15** (1984), p. 171-182.
- [55] F. Roddier, P. Léna, « Long-baseline Michelson interferometry with large ground-based telescopes operating at optical wavelengths II. Interferometry at visible wavelengths », *J. Opt. (Paris)* **15** (1984), p. 363-374.
- [56] M. M. Colavita, J. K. Wallace, B. E. Hines, Y. Gursel, F. Malbet, D. L. Palmer, X. P. Pan, M. Shao, J. W. Yu, A. F. Boden, P. J. Dumont, J. Gubler, C. D. Koresko, S. R. Kulkarni, B. F. Lane, D. W. Mobley, G. T. Van Belle, « The Palomar testbed interferometer », *Astrophys. J.* **510** (1999), p. 505-521.
- [57] F. Martin, A. Ziad, R. Conan, J. Borgnino, A. Tokovinin, « Optical parameters for high resolution astronomy estimated from the GSM (Generalized Seeing Monitor) experimented at several major astronomical sites in the world », *ASP Conf. Ser.* **266** (2002), p. 138-141.
- [58] L. Koechlin, L. Dettwiller, « Correction de la dispersion atmosphérique dans l'imagerie par les grands télescopes et les interféromètres atmosphériques », *C. R. Phys.* **23** (2022), n° S1, p. 345-364.
- [59] G. Rousset, T. Fusco, « Optique adaptative : correction des effets de la turbulence atmosphérique sur les images astronomiques », *C. R. Phys.* **23** (2022), n° S1, p. 293-344.
- [60] F. Millour, A. Chiavassa, L. Bigot, O. Chesneau, A. Meilland, P. Stee (éds.), *What the Highest Angular Resolution Can Bring to Stellar Astrophysics? The 2013 VLTI School*, EAS Publications Series, vol. 69-70, EDP sciences, 2015.
- [61] R. Genzel, F. Eisenhauer, S. Gillessen, « The galactic center massive black hole and nuclear star cluster », *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010), p. 3121-3195.
- [62] A. M. Ghez, B. L. Klein, M. Morris, E. E. Becklin, « High proper-motion stars in the vicinity of Sagittarius A* : Evidence for a supermassive black hole at the center of our galaxy », *Astrophys. J.* **509** (1998), p. 678-686.