

D.E.A. OPTIQUE ET TRAITEMENT DES IMAGES

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE PHYSIQUE DE MARSEILLE

RAPPORT DE PROJET DE FIN D'ETUDES

Présenté par : **Fabien LEMARCHAND**

CRITERES DE PERFORMANCE EN IMAGERIE OPTIQUE: APPROCHE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE

Effectué au : Laboratoire d'Astronomie Spatiale

sous la responsabilité de : Monsieur **Jean Louis REYNAUD**

Et de : Messieurs **André FORNIER**
et **Robert RICHIER**

ANNEE 1994-1995

Remerciements

Ce travail a été réalisé de Mars à Juin 1995 au Laboratoire d'Astronomie Spatiale de Marseille.

Je tiens à remercier ici Monsieur R. MALINA, directeur du LAS, pour m'avoir accueilli dans son établissement.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur M. SAISSE qui a pris l'initiative de me proposer ce stage dans le Service Optique.

Je voudrais exprimer ma plus sincère gratitude à Monsieur J.L. REYNAUD qui a bien voulu assurer la responsabilité de mon stage et qui, surtout, par ses conseils et son aide précieuse, m'a guidé tout au long de mon travail.

Enfin, je tiens à exprimer ma reconnaissance à l'ensemble des membres du LAS qui, pendant quatre mois, ont contribué à mon insertion au sein du laboratoire.

SOMMAIRE

Introduction.....	1
Notations et abréviations.....	2
Chapitre 0: Le Laboratoire d’Astronomie Spatiale (LAS).....	3
I. Un laboratoire du CNRS.....	3
II. Activités du LAS.....	3
III. Principales expériences actuellement menées par le LAS.....	4
IV. La mission ROSETTA.....	5
Chapitre 1: Etude de la qualité optique d’un objectif.....	7
I. Les conditions d’étude.....	7
II. L’objectif parfait.....	8
III. Les aberrations et le chemin optique aberrant.....	10
IV. Critères de qualité d’un objectif.....	11
Chapitre 2: Calculs numériques de PSF et FTO.....	19
I. Schéma général.....	19
II. Choix du type de coordonnées.....	20
III. Calcul de la PSF.....	21
IV. Calcul de la FTO en éclairage monochromatique.....	24
V. Calcul de la FTM en éclairage polychromatique.....	27
Chapitre 3: Banc de mesure de FTM.....	31
I. Montage.....	31
II. Matériel.....	32
III. Acquisition des images.....	35
IV. Réglages.....	35

Chapitre 4: Mesure des critères de qualité optique d'un objectif.....	37
I. Images d'un bord de plage.....	37
II. Images de points sources.....	42
III. Comparaison des deux types d'images.....	45
Chapitre 5: Présentation et mise en oeuvre du logiciel.....	46
I. Présentation générale.....	46
II. Calculs théoriques.....	47
III. Visualisation d'images.....	52
IV. Calculs à partir d'images.....	56
Conclusion.....	62
Annexe1: Définitions.....	63
I. Eclairage cohérent-incohérent.....	63
II. Cas de l'éclairage cohérent: Réponse impulsionnelle- fonction de transfert cohérente.....	64
III. Cas de l'éclairage incohérent: Réponse impulsionnelle incohérente- fonction de transfert optique.....	66
IV. Fonction de transfert de modulation.....	68
V. KEF, LSF et lien avec la FTM.....	70
VI. La fonction pupillaire complexe ou généralisée.....	71
VII. Les différentes aberrations.....	72
VIII. Les polynômes de Zernike.....	74
Annexe2: Programmes en Visual C++	76
Bibliographie.....	115

INTRODUCTION

Il semble difficile d'établir une mesure exacte de la qualité d'une image; en effet, le mot 'qualité' implique généralement une notion de jugement humain forcément subjective.

Cependant, à partir d'images prises à travers un système optique et acquises par une caméra, on peut extraire un certain nombre d'informations concernant ce système.

Certaines se déduisent de l'image (Strehl ratio , énergie encerclée, ...) . Mais surtout, par transformation de Fourier, l'analyse spectrale dans le domaine fréquentiel se révélera être source de précieux enseignements d'un point de vue global (qualité générale d'un objectif) ou ponctuel (capacité d'un objectif à retransmettre une fréquence spatiale particulière).

On s'attachera à quantifier ces critères et à les comparer. Le travail effectué sera mené sur deux fronts impliquant des techniques de calcul souvent différentes:

- évaluation théorique des critères pour un objectif connaissant sa longueur focale et le diamètre de sa pupille de sortie.
- évaluation de ces mêmes critères pour des images de demi-plan opaque ou de point source venant de l'infini connaissant la taille du pixel de la caméra et le grandissement général du système.

L'essentiel des calculs sera effectué sur ordinateur *P.C.* sous forme de procédures intégrées à une librairie écrite en *Visual C++* . L'interface avec l'utilisateur sera assurée en *Visual Basic* , ce qui permettra une présentation plus conviviale.

NOTATIONS ET ABREVIATIONS:

CCD (Charged Coupled Device) : dispositif à transfert de charges

FFT (Fast Fourier Transform): transformée de Fourier rapide

FTC (Coherent Transfer Function): fonction de transfert en éclairage cohérent

FTM (Modulation Transfer Function): fonction de transfert de modulation

FTO (Optical Transfer Function): fonction de transfert optique

KEF (Knife Edge Function): fonction correspondant à l'image dans le plan focal d'un demi-plan opaque

LMTF (Loss of MTF): perte de la FTM mesurée par rapport à la FTM théorique, exprimée en pourcentage

LSF (Line Spread Function): fonction correspondant à l'image d'une fente infiniment fine

OPD (Optical Path Difference): différence de chemin optique

OPL (Optical Path Length): longueur de chemin optique

PSF (Point Spread Function): fonction correspondant à l'image d'un point source venant de l'infini (ou réponse impulsionnelle).

PTF (Phase Transfer Function): fonction de transfert de phase

r.m.s (root mean square): valeur efficace

WFE (Wave Front Error): erreur de front d'onde

' \diamond ', ' \times ' seront pris respectivement pour un produit de corrélation et de convolution , la multiplication étant notée ' \cdot '

exp, cos, sin, acos désignent respectivement les fonctions exponentielle,cosinus,sinus,et arccosinus.

Lorsque aucune précision n'est apportée,

f ' désigne une distance focale

f désigne une fréquence

F désigne le nombre d'ouverture ou focale réduite .

Chapitre 0 :

LE LABORATOIRE D'ASTRONOMIE SPATIALE (LAS)

1. Un laboratoire du CNRS:

Le LAS, laboratoire propre du CNRS, a été créé en 1965 sous la direction de Monsieur Georges COURTES.

Les premières activités eurent lieu à la faculté de Saint-Jérôme jusqu'en 1967, date à laquelle le laboratoire fut définitivement installé aux Trois-Lucs.

Parti de quelques chercheurs, l'effectif du LAS est passé à plus de cent personnes (Chercheurs, Ingénieurs, Techniciens, Assistants, Administratifs), auxquelles il faut ajouter de nombreux stagiaires et étudiants préparant une thèse. Ces personnes sont réparties dans les différents services: bureau d'étude, service optique, électronique, centre de calcul, atelier de mécanique et administration.

La direction du LAS est actuellement assurée par Monsieur Roger MALINA, qui succède lui-même à Monsieur Paul CRUVELIER depuis janvier 1995.

2. Activités du LAS:

Le LAS mène des recherches scientifiques en astronomie principalement basées sur l'utilisation d'engins spatiaux hors atmosphère. Ces études couvrent notamment les domaines des rayonnements ultraviolets et infrarouges inaccessibles depuis le sol. Les observations dans l'espace permettent en effet de s'affranchir de l'absorption due à l'atmosphère.

Dans cette perspective, le LAS conçoit de nouveaux instruments d'observation spatiale qui sont embarqués sur des sondes, des satellites, des nacelles de ballons stratosphériques ou à bord des navettes spatiales américaines et soviétiques. Les missions du LAS peuvent couvrir toute l'étendue des travaux liés à la mise en oeuvre de tels projets, depuis leur conception jusqu'à l'interprétation scientifique des résultats.

Une coopération nationale et internationale:

Aujourd'hui les programmes spatiaux sont de plus en plus complexes et représentent des budgets considérables. C'est pourquoi la coopération internationale est devenue nécessaire. Ainsi, le LAS travaille en collaboration avec de nombreux organismes internationaux comme l'ESA (European Space Agency), la NASA (National Aeronautics & Space Administration), Intercosmos (agence russe pour le cosmos), etc...

La mise en oeuvre des expériences spatiales, lancement, mise en position, est à la charge des agences spatiales. Mais, la coordination et la gestion des projets nécessaires à l'aboutissement de chaque instrument sont prises en charge par le LAS. Le laboratoire réalise souvent ces expériences en collaboration avec d'autres instituts scientifiques français ou étrangers, tels que l'institut d'Astronomie Spatiale à Orsay, l'institut d'Astrophysique de Paris, le Naval Research Laboratory à Washington, l'Observatoire de Genève, etc...

Ces expériences sont financées par le CNES (Centre National d'Etudes Spatiales), partenaire habituel du LAS pour le montage des projets. Elles correspondent à des programmes nationaux ou internationaux de recherche spatiale définis par l'ESA, la NASA ou Intercosmos.

En ce qui concerne l'astronomie au sol, le laboratoire est en relation avec de nombreux observatoires français et étrangers; citons par exemple les Observatoires de Marseille (OM), de Meudon, de Haute-Provence (OHP), de Côte d'Azur (OCA), du Mont Palomar en Californie, de l'ESO (European Space Observatory) au Chili, franco-canadien de Hawaii et de Zelenchuk en ex-URSS.

3. Principales expériences actuellement menées par le LAS:

- FOCA: Expérience d'imagerie U.V. utilisant un télescope de 40 cm embarqué en ballon et travaillant dans le domaine de longueurs d'onde 1950-2100 Å.
- ISO/LWS: Projet d'astronomie infrarouge utilisant un télescope refroidi embarqué sur le satellite ISO (Infrared Space Observatory) et le spectromètre LWS (Long Wavelength Spectrometer).
- SOHO/LASCO: La sonde SOHO est développée dans le cadre du programme de recherche ISTP (International Solar Terrestrial Physics) poursuivi en collaboration entre l'ESA (pour la sonde) et la NASA (pour le lanceur). LASCO est une des onze expériences de SOHO. Son but est l'étude coronographique du Soleil.

- FUSE: Projet de spectrographie à haute résolution spectrale ($3 \cdot 10^4$) dans le domaine 900-1200 Å.
- ODIN: Spectromètre acousto-optique installé sur le satellite ODIN (radiofréquence: 1600-2600 MHz): repérage des molécules d'eau et d'H₂ dans les nuages interstellaires.
- JUNO: Imagerie et spectroscopie dans l' U.V. lointain.
- REGAIN: Grand Interféromètre à base variable.
- BALTE: Expérience d'imagerie du sol martien depuis les ballons largués dans l'atmosphère par la sonde MARS'96.
- EVRIS: Expérience de sismologie stellaire fonctionnant pendant le voyage de MARS'94. Son objectif est l'étude des micro-variabilités photométriques qui accompagnent les oscillations globales des étoiles.
- DESCAM: Expérience d'imagerie du sol martien utilisant une mini-caméra embarquée sur les sondes MARS'94.

4. La mission ROSETTA:

La mission ROSETTA , troisième du programme scientifique de l'Agence Spatiale Européenne 'Horizon 2000' sera opérationnelle en 2003 : Le but est d'étudier de façon détaillée une comète et son proche environnement au moyen d'une sonde gravitant autour du noyau cométaire pendant au moins une année. Le rendez-vous fixé avec la comète P/Wirtanen dès août 2011 s'achèvera en 2013 avec le passage de l'astéroïde à sa périhélie. Les principaux objectifs peuvent se résumer ainsi:

- _ caractérisation globale du noyau , détermination de ses propriétés dynamiques, composition et morphologie de la surface.
- _ étude des processus à la surface du noyau et dans la queue (interaction poussière-gaz)
- _ origine des comètes, lien entre la matière interstellaire et cométaire, implications pour l'origine du système solaire.

L'instrumentation embarquée devra peser moins de 90 kg dont 20 maximum pour le système d'imagerie.

Ce système, mis au point notamment au LAS, devra permettre :

- _ une résolution à la surface du noyau de l'ordre du mètre tout au plus.
- _ la détermination de la forme et du volume de l'astéroïde.

_ la caractérisation et la visualisation des poussières et gaz éjectés.

Pour tester les objectifs susceptibles d'être embarqués, l'équipe du Service Optique du LAS a envisagé d'utiliser un banc de mesure de FTM mis en place précédemment dans le cadre de la mission Balte citée plus haut.

Chapitre 1:

ETUDE DE LA QUALITE OPTIQUE D'UN OBJECTIF

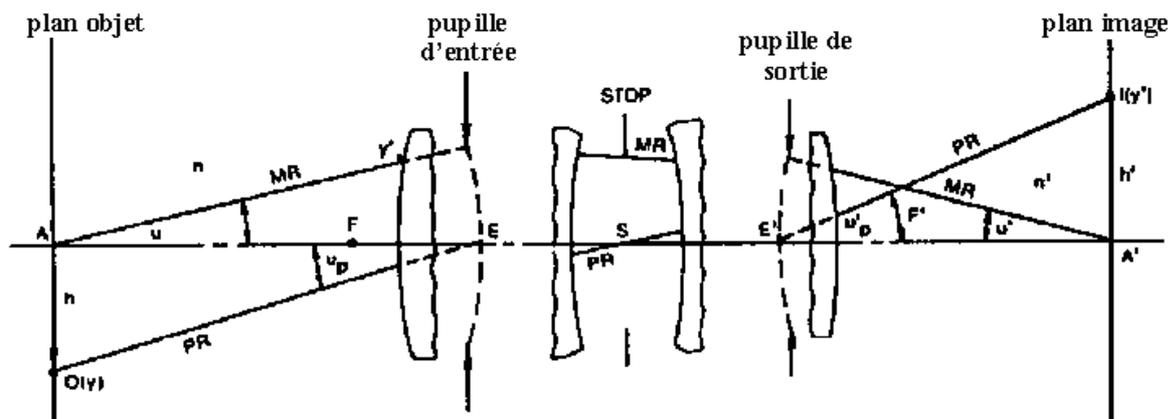


figure 1.1 schéma général d'un système optique
(P.R. rayon principal, M.R. rayon marginal)

I. LES CONDITIONS D'ETUDE:

Pour étudier les performances optiques d'un objectif, il est indispensable de se fixer des conditions sur la nature de l'éclairage: notre but est de se rapprocher le plus possible des conditions réelles d'observation, que ce soit pour de l'imagerie astronomique, ou plus généralement pour tout type de prises de vue. Ainsi, on se placera en éclairage incohérent et nous étudierons dans la mesure du possible la réponse d'un système en éclairage polychromatique.

II. L'OBJECTIF PARFAIT:

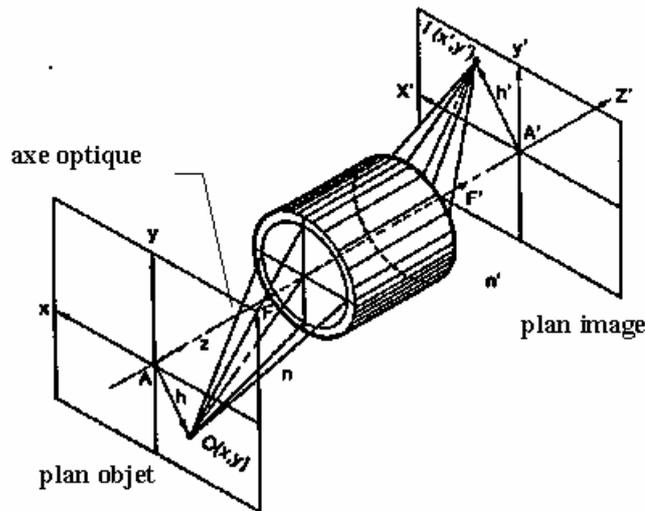


figure 1.2 objectif supposé parfait

Définition:

L'objectif de la figure 1.2 serait qualifié de parfait géométriquement s'il vérifiait les trois conditions formulées par Maxwell en 1858:

- (1) Tous les rayons issus d'un point objet $O(x,y)$ traversant l'objectif passent par le point image $I(x',y')$.
- (2) L'image de tout élément appartenant au plan normal à l'axe optique passant par $O(x,y)$ est contenue dans le plan normal à l'axe optique passant par $I(x',y')$.
- (3) Le rapport de la hauteur h' de l'image par la hauteur h de l'objet doit être constant quel que soit le point $O(x,y)$ appartenant au plan objet.

Lorsque la première condition n'est pas vérifiée, on parle d'aberrations, ou en termes plus généraux de dégradation de l'image. De même, le non respect de la deuxième condition est connue sous le nom de courbure de champ et courbure d'image. Enfin, la non vérification du troisième principe s'apparente à la distorsion.

La première condition, essentielle pour la qualité de l'image, peut être reformulée en terme d'optique physique: quel que soit le rayon lumineux choisi, la lumière met exactement le même temps pour traverser un objectif idéal du point $O(x,y)$ au point $I(x',y')$ (principe de

Fermat). En terme de chemin optique, on peut dire que celui-ci est constant le long de n importe quel rayon:

$$\text{OPL} = \int_{O(x,y)}^{I(x',y')} n(s) ds \quad (\text{Optical path length}) \quad \text{ne dépend pas du rayon choisi}$$

avec $n(s)$: indice de réfraction en chaque point le long du chemin optique s d'un rayon.

Pour un objectif ne vérifiant pas cette condition, on définit une différence de chemin optique (*Optical Path Difference*) entre un rayon et un rayon standard (par exemple celui passant par le centre de l'objectif). Si l'OPD a une valeur significative par rapport à la longueur d'onde λ , l'image est dégradée au delà de la limite due à la diffraction. L'objectif n'est alors plus *stigmatique*.

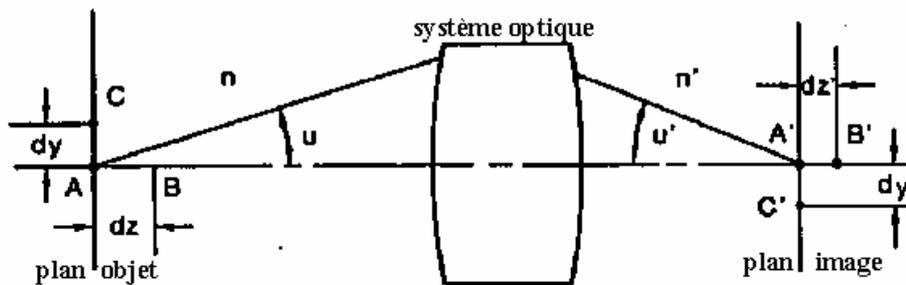


figure 1.3 conventions choisies

En pratique, les objectifs dits stigmatiques ne le sont que pour une paire de points conjugués situés sur l'axe optique (points A et A' fig. 1.3).

Il est à noter qu'un objectif stigmatique pour tous les points de l'axe vérifie la condition d' *Herschel* (points A,A' et B,B' fig.3) et un objectif stigmatique pour des points hors de l'axe optique vérifie la condition d' *Abbe* (points A,A' et C,C' fig.3).

$$n dz \sin^2 (u/2) = n' dz' \sin^2 (u'/2) \quad \text{condition d'Herschel} \quad (1.1)$$

$$n dy \sin u = n' dy' \sin u' \quad \text{condition du sinus d'Abbe} \quad (1.2)$$

III. LES ABERRATIONS ET LE CHEMIN OPTIQUE ABERRANT:

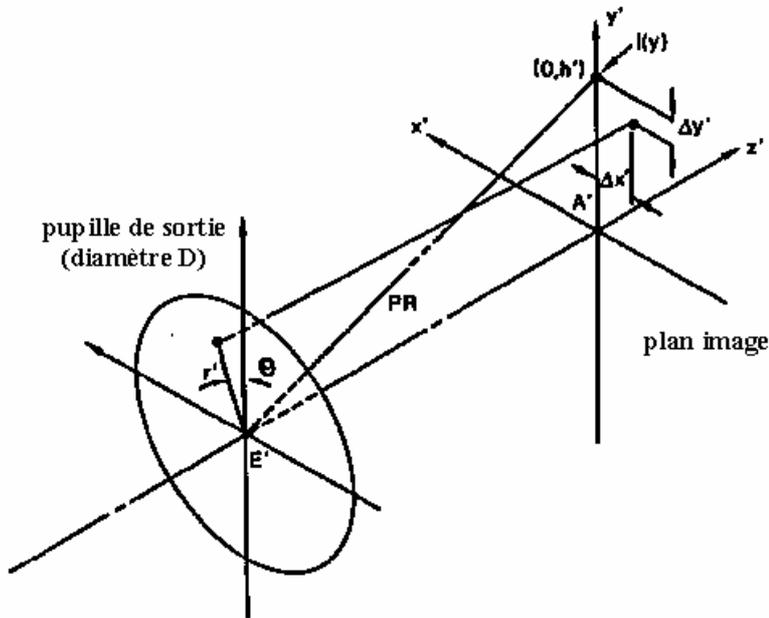


figure 1.4 système de coordonnées pour définir les rayons aberrants

Selon le point de vue choisi, le non respect de la première condition de Maxwell peut s'exprimer en terme d'aberrations de l'onde ou d'aberrations des rayons.

Les aberrations de l'onde sont mesurées en unités d' OPD (différence de chemin optique).

Avec les notations de la figure 1.4, on définit:

$H = h'/h'_{\max}$	hauteur normalisée de l'image paraxiale
$\rho = 2r'/D$	rayon normalisé d'un point de la pupille de sortie
$OPD(\rho, \theta, H) = OPL(\rho, \theta, H) - OPL(0, 0, H)$	différence de chemin optique
$W_a(\rho, \theta, H) = OPD(\rho, \theta, H) / n' \lambda$	fonction d'aberrations

Cette fonction d'aberration peut être calculée directement à partir des rayons aberrés de Δx et Δy par rapport au rayon de référence. Hopkins (1950) a montré que l'on a:

$$OPD = -n' \sin u' \int_0^\rho (\Delta x' \sin \theta + \Delta y' \cos \theta) d\rho \quad (1.3)$$

D'une manière générale, on peut exprimer la fonction d'aberrations sous forme d'une somme infinie de polynômes en ρ et θ , c'est-à-dire faire un développement en série de W_a à l'intérieur de la pupille de sortie (*pour plus de précision, voir annexe 1*).

Soit:

$$\forall (\rho, \theta) \text{ avec } 0 \leq \rho \leq 1 \text{ et } 0 \leq \theta \leq 2\pi,$$

$$W_a(\rho, \theta) = \sum \sum W_{ij} (\rho^i \cos \theta^j)$$

ou $\forall (x, y)$ avec $0 \leq x \leq 1$ et $0 \leq y \leq 1$

$$W_a(x, y) = \sum \sum W_{ij} x^i (x^j + y^j) \text{ (développement dû à Hamilton)}$$

Ainsi, au centre de la pupille de sortie ($\rho = 0$) on a une fonction d'aberrations nulle (le rayon principal servant de référence).

Enfin, on définit la valeur efficace de cette fonction comme étant:

$$\omega = \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 W^2(\rho, \theta) \rho \, d\rho d\theta \right]^{1/2} \quad (1.4)$$

(*erreur de front d'onde r.m.s.*)

IV. CRITERES DE QUALITE D'UN OBJECTIF:

Le critère usuel en terme de différence de chemin optique est *dit critère quart d'onde de Rayleigh*:

« Les aberrations deviennent préjudiciables lorsque l'écart maximal à la surface d'onde vaut sensiblement un quart de la longueur d'onde ».

Initialement Rayleigh appliqua ce critère aux aberrations sphériques du troisième ordre, mais celui-ci s'est vu généralisé à tout type d'aberrations. Il est à noter que l'on parle d'erreur maximale, i.e. $\max(W_a(\rho, \theta))$ ($\forall (\rho, \theta)$ avec $0 \leq \rho \leq 1$ et $0 \leq \theta \leq 2\pi$) et non d'erreur quadratique, i.e. valeur efficace de la fonction d'aberration ω . A titre d'exemple, dans le cas de l'aberration sphérique du troisième ordre, une erreur maximale de 0.25 correspond à une erreur quadratique de 0.075. Mis sous cette forme, le critère de Lord Rayleigh est plus général.

1. Les aberrations et la limite due à la diffraction:

Le terme ‘limité par la diffraction’ est souvent associé au critère quart d’onde de Rayleigh. En principe, on peut dire que tout système optique tel que $\omega \leq 0.075$ rns voit ses performances limitées par la diffraction aux limites de sa pupille.

Le terme ‘proche de la limite de diffraction’ est parfois utilisé pour décrire des objectifs dont les performances sont excellentes mais ne satisfaisant pas le critère quart d’onde ci-dessus. On suppose alors que l’on se trouve dans le cas $0.075 < \omega < 0.150$ mais cela n’a rien d’officiel.

2. La PSF et ses corollaires:

L’image d’un point source venant de l’infini, appelée également *réponse impulsionnelle*, *fonction de Green*, ou *figure de diffraction de Fraunhofer* est une des deux meilleures façons d’évaluer les performances d’un système optique. En l’absence d’aberrations, la PSF se calcule analytiquement et est connue sous le nom de *figure de diffraction d’Airy*.

On a alors pour une pupille de sortie supposée circulaire:

$$I(\Delta x) = I_0 \left[\frac{2 \times J_1(x)}{x} \right]^2 \quad (1.5)$$

avec :

J_1 fonction de Bessel

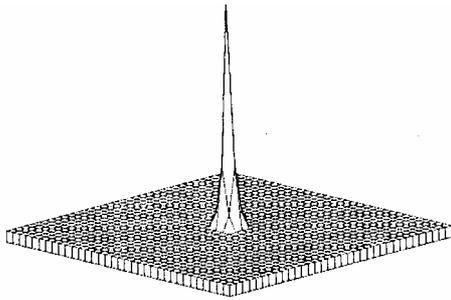
Δx écart entre le point d’étude et le point image géométrique

$$x = (\pi \Delta x) / (\lambda F)$$

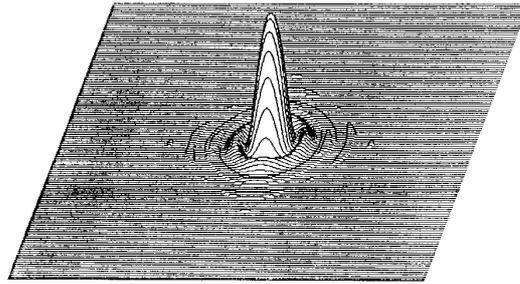
$F = f' / D_{\text{pupille}}$ nombre d’ouverture de l’objectif

en supposant que l’on se trouve à $\Delta y = 0$ (même ordonnée que le centre de l’image)

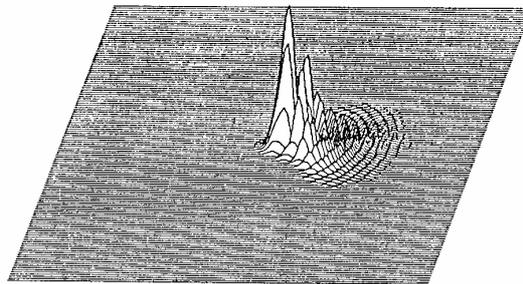
Notons que $1 / \lambda F$ est égal à la fréquence de coupure incohérente (cf annexe 1) également appelée *unité de Rayleigh*. Le premier zéro de la fonction de Bessel étant pour $x = 3.8317$, on en déduit que $I = 0$ pour $\Delta x = 1.2197 \lambda F$.



PSF sans aberration



PSF parfaite (échelle logarithmique)



PSF avec 2.4λ de coma du troisième ordre

figure 1.5 Exemples de PSF

En présence d'aberrations, l'image observée sera plus étalée : on a la même énergie totale mais pas la même répartition dans le plan d'observation. Afin de quantifier cette modification de répartition, on peut utiliser plusieurs critères:

2.1 Le Strehl ratio:

L'intensité relative au centre de l'image géométrique, i.e. pour $\Delta x = \Delta y = 0$, est connue sous le nom d'intensité de Strehl ou Strehl ratio. La tache de diffraction étant plus étalée en cas d'aberrations, l'intensité au centre diminuera selon le degré d'aberrations.

$$D = I_{\text{aberré}}(0,0) / I_{\text{Airy}}(0,0) \quad (1.6)$$

2.2 L'énergie encerclée:

Elle découle directement de la PSF. L'énergie encerclée est une mesure de la fraction d'énergie contenue à l'intérieur d'un cercle de rayon r centré en $\Delta x = 0$ et $\Delta y = 0$

$$\boxed{EE(r) = \pi / 4\lambda^2 F^2 \int_0^{2\pi} \int_0^r I(r, \theta) r dr d\theta} \quad (1.7)$$

avec $\Delta x = r \cos\theta$
 $\Delta y = r \sin\theta$

Pour un objectif parfait sans obturation centrale, il existe une solution analytique:

$$\boxed{EE(r) = 1 - J_0^2(\pi r / \lambda F) - J_1^2(\pi r / \lambda F)} \quad (1.8)$$

De même, on peut définir:

<u>l'énergie exclue</u> :	$XE(r) = 1 - EE(r)$
ou	
<u>l'énergie déplacée:</u>	$DE(r) = EE_{\text{Airy}}(r) - EE_{\text{aberré}}(r)$

Lorsque l'énergie déplacée est positive, on a une dégradation de l'image; lorsqu'elle prend des valeurs négatives, on a une sorte d'apodisation. En général, DE est maximale juste avant le premier zéro de la fonction J_1 soit $r \approx 1.2197 \lambda F$ ou $\delta \approx 1.0$ (unité dite d'Airy). On mesure alors l'énergie diffractée en dehors du premier pic central. Ce critère est plus significatif que le Strehl ratio pour mesurer la dégradation de l'image dans le cas d'obturation centrale par exemple, mais plutôt moins dans le cas d'un déplacement de l'image (distorsion).

2.3 La largeur à mi-hauteur:

Une quantité souvent utilisée comme mesure de la qualité de l'image est le diamètre de la PSF pour une intensité relative de 50%. Pour un objectif parfait, le diamètre à mi-hauteur vaut

$$d_h = 1.04 \lambda F \quad \text{ou} \quad \delta = 0.424$$

Le diamètre à mi-hauteur n'est pas réellement utile pour étudier les systèmes optiques proche de la limite de la diffraction. En effet, la forme du pic central varie peu avec les

aberrations lorsque celles-ci sont faibles. Une obturation centrale a pour effet de réduire ce diamètre.

Ce critère est plus utile quand la qualité de l'image est limitée par des facteurs externes comme le déplacement de l'image ou les turbulences atmosphériques, ou bien lorsque les aberrations présentent une valeur quadratique $\omega \geq 0.2$ rms.

2.4 Le critère de résolution de Rayleigh:

Ce critère, sans lien direct avec le critère quart d'onde précédemment étudié, stipule que deux PSF peuvent être résolues (i.e. distinguées) dès que le maximum de l'une coïncide avec le premier minimum de l'autre. Ce critère, initialement formulé pour des fentes sources utilisées notamment en spectroscopie, est applicable aux points sources objets. La limite de résolution est alors pour $d = 1.22 \lambda F$.

Cependant ce critère n'est pas absolu. Rayleigh reconnaissait que « cette règle est pratique pour sa simplicité, et suffit tant le mot résolution est vague en lui-même ». En fait, la résolution de deux points n'est que peu affectée pour de faibles aberrations, et se voit même améliorée par l'ajout d'une obturation centrale.

2.5 Le critère de résolution de Sparrow:

En respectant le critère de Rayleigh pour deux PSF incohérentes, on obtient une intensité relative au centre des deux points images d'environ 80 %. Si l'écart entre les deux images diminue, le creux central va disparaître et, pour $d > 0.947 \lambda F$ (objectifs parfaits), on ne pourra rigoureusement plus distinguer les deux images (voir figure 6).

Le calcul de d pour des objectifs quelconques est alors assez aisé:

si les points images sont centrés en $O_1(-d/2, 0)$ et $O_2(+d/2, 0)$ on aura:

$$\frac{d^2}{dx^2} I(x,y) = 0 \text{ au point } (0,0)$$

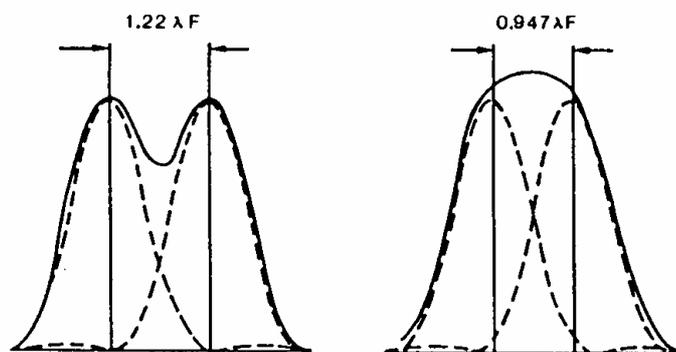


figure 1.6 critère d'Airy et critère de Sparrow

Ce critère est aussi arbitraire que celui de Rayleigh et n'est pas plus utilisable dans le cas de faibles aberrations. Appliqué à un réseau de fentes sources, il permet de définir la période au delà de laquelle seul un continuum de lumière est visible.

2.6 Critère de Maréchal:

Ce critère découle directement de la définition de Strehl, Maréchal proposant 80% comme limite du Strehl ratio. Cela coïncide notamment avec le critère quart d'onde de Rayleigh pour l'aberration sphérique du troisième ordre. On montre que, pour de faibles aberrations cela revient à choisir D tel que (Maréchal, 1947):

$$D \approx (1 - 2\pi^2\omega^2)^2$$

que l'on écrit parfois

$$D \approx 1 - 4\pi^2\omega^2 \quad \text{ou} \quad D \approx \exp [- (2\pi\omega)^2] \quad (1.9)$$

Selon l'expression choisie, le critère de Maréchal se voit vérifié lorsque, selon la condition choisie ci-dessus, $\omega = 0.071$, $\omega = 0.073$, ou $\omega = 0.075$.

2.7 Remarque: Cas de l'éclairage polychromatique

Lorsque la largeur de bande dépasse de quelques pour cent la longueur d'onde moyenne (i.e. $\Delta\lambda \geq 20$ nm environ), la PSF polychromatique peut être calculée numériquement en sommant les différentes PSF selon un pas de longueur d'onde bien défini (dans ce cas, il ne faut pas oublier que la hauteur du pic d'intensité varie avec l'inverse du carré de la longueur d'onde). La définition de Strehl perd alors sa signification. En pratique, on utilise un modèle simplifié de la PSF polychromatique en l'assimilant à la PSF pour la longueur d'onde moyenne. Bien sûr, on ne pourra pas en tirer des enseignements vraiment précis.

3. La FTO et ses corollaires:

La Fonction de transfert optique est définie comme étant la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle. Pour plus de détails sur cette définition et les propriétés qui en découlent, le lecteur est invité à se référer à l'annexe 1. Il faut néanmoins savoir que cette fonction complexe de deux variables réelles (fréquences spatiales suivant deux directions) recèle une multitude d'information sur la dégradation d'une image. Nous supposerons connu le concept de fréquence spatiale.

fréquence de coupure et fréquence normalisée:

En utilisant un terme d'électronique, une lentille, ou plus généralement un objectif, est un filtre passe bas ne transmettant aucune fréquence supérieure à une fréquence dite fréquence de coupure $f_c = 1 / (\lambda F)$ dans l'espace image. Remarquons qu'il est souvent pratique de travailler avec des fréquences normalisées $f_n = f / f_c$. Pour retrouver la vraie échelle en fréquence, il suffira de multiplier par f_c caractéristique de l'objectif utilisé.

3.1 La FTM:

Le module normé de la FTO est appelé fonction de transfert de modulation ou facteur de contraste. On le considère souvent fonction d'une seule fréquence spatiale, c'est à dire que l'on se place dans le cas où $f_y = 0$ et où seul f_x varie. Si l'objectif est parfait, son allure est connue. La pupille étant supposée circulaire (le cas usuel), on a alors:

$$\boxed{\text{FTM}(f_n) = (2/\pi) [\arccos(f_n) - f_n \sqrt{1 - f_n^2}]} \quad (1.9)$$

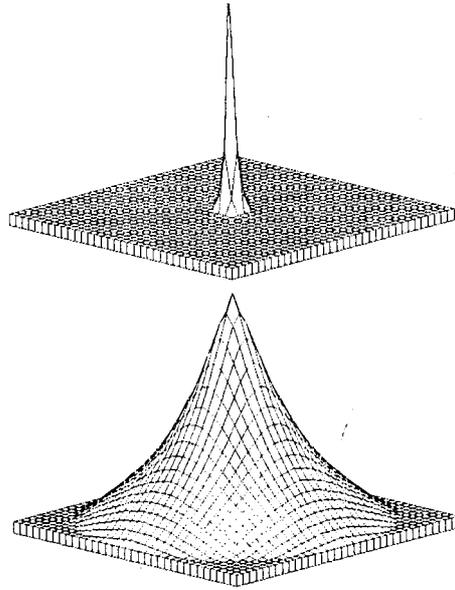


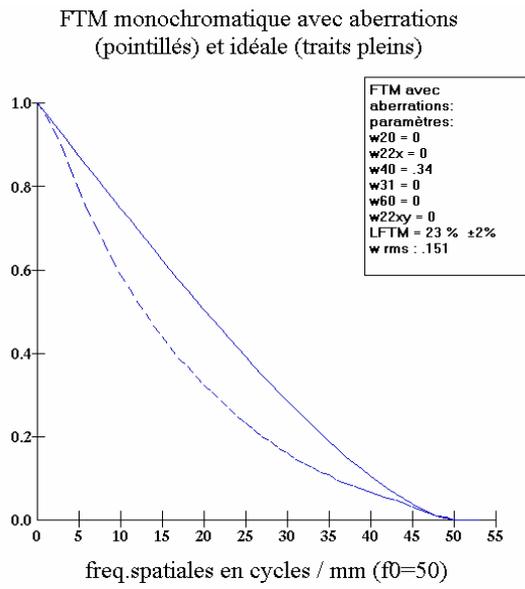
figure 1.7 PSF et FTM pour un objectif supposé parfait

Dans le cas d'un objectif réel, la FTM se voit dégradée surtout pour les hautes fréquences ($f_n > 0.5$). Si l'objectif est proche de la limite de diffraction, l'écart avec la FTM théorique ne sera visible que pour $f_n \approx 1$.

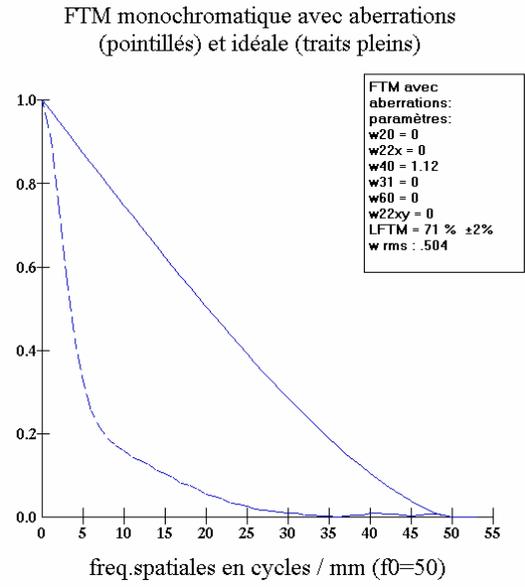
On est souvent amené à étudier des objectifs avec obturation centrale. Là encore, dans le cas sans aberration, l'expression, bien que complexe, est connue (O'Neill's, 1956). On pourra ainsi estimer l'écart avec un objectif réel.

3.2 La LMTF:

Ce critère découle directement de la FTM: alors que la FTM nous renseigne sur la dégradation pour une fréquence spatiale, la perte de FTM en pourcentage (*Loss of Modulation transfer Function*) nous donne une idée globale des performances d'un objectif. En pratique, il faut faire attention aux hautes fréquences pour lesquelles en cas d'inversion de contraste, la FTM, en tant que module de la FTO, augmente sans pour autant améliorer l'image.



$$Wab.sphér. = 0.15 \text{ r.m.s}$$



$$Wab.sphér. = 0.5 \text{ r.m.s}$$

figure 1.8 FTM théoriques sans aberration et avec aberration sphérique primaire (pupille circulaire)

Chapitre 2:
CALCULS NUMERIQUES DE PSF ET FTO

I. SCHEMA GENERAL:

La fonction pupillaire complexe , la PSF , la FTO et la FTM sont toutes quatre liées par le schéma suivant:

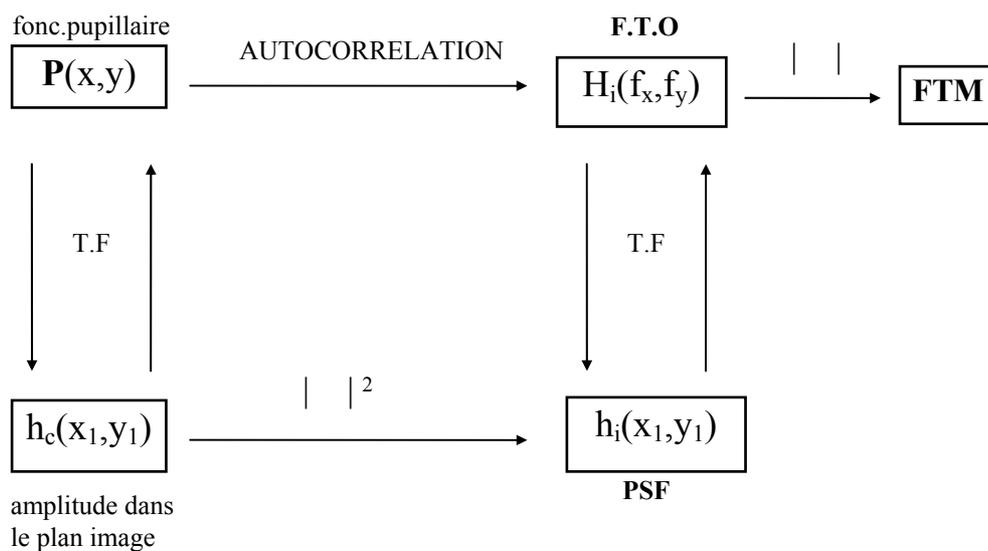


figure 2.1: schéma général

Le problème du calcul numérique d'une PSF ou d'une FTM est posé en ces termes: connaissant la fonction d'aberration W_a d'un objectif ainsi que son nombre d'ouverture, on veut connaître l'allure des fonctions précitées.

Hypothèses: on suppose les pupilles circulaires, et pour se placer dans un cas plus général, on introduit une éventuelle obturation centrale ε comme rapport des deux rayons r / R :

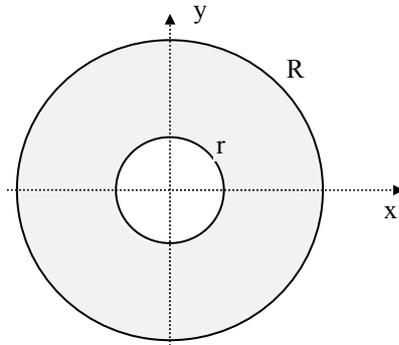
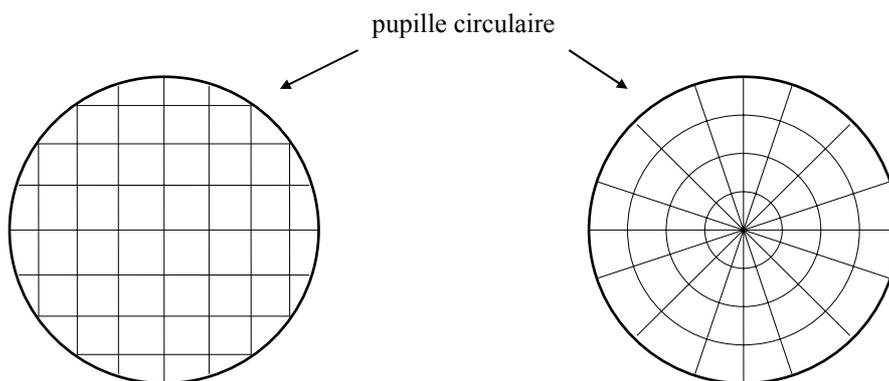


figure 2.2: pupille circulaire avec obturation centrale

II. CHOIX DU TYPE DE COORDONNEES:

Dans tous les cas, lorsqu'on voudra faire une intégration, il faudra effectuer un échantillonnage au niveau de la pupille. C'est cet échantillonnage qui va nous guider quant au choix du système de coordonnées (cartésiennes ou polaires).



*figure2.3:
intégration en coordonnées cartésiennes et intégration en coordonnées polaires*

L'échantillonnage s'effectue aux intersections des différents traits . Il est clair qu'en dépit de la symétrie cylindrique de la pupille (en absence d'aberrations) l'échantillonnage cartésien est bien mieux représentatif de la pupille: l'espacement entre deux points est constant, égal au pas d'échantillonnage.

III. CALCUL DE LA PSF:

1. Calcul dans un cas général:

En notant par souci de clarté Δx_1 et Δy_1 les coordonnées du point d'observation dans le plan focal image avec $\Delta x_1 = \Delta y_1 = 0$ au point géométrique image à travers le système du point source supposé à l'infini, on a :

$$h_c(\Delta x_1, \Delta y_1) = C \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{P}(x,y) \exp(-j 2\pi (x \Delta x_1 + y \Delta y_1) / (\lambda f')) dx dy \quad (2.1)$$

avec

h_c amplitude de la PSF

C constante de normalisation

f' longueur focale. $f' = 2R F$ (R rayon pupille, F focale réduite ou nombre d'ouverture)

$\mathbf{P}(x,y)$ fonction pupillaire complexe.

En faisant le changement de variable $x' = x / R = x 2F / f'$, il vient:

$$h_c(\Delta x_1, \Delta y_1) = C' \int_{-1}^{+1} \int_{-1}^{+1} \mathbf{P}(x',y') \exp(-j \pi (x' \Delta x_1 + y' \Delta y_1) / (\lambda F)) dx' dy'$$

soit, par souci de clarté:

$$h_c(\Delta x_1, \Delta y_1) = C \int_{-1}^{+1} \int_{-1}^{+1} \mathbf{P}(x,y) \exp(-j \pi (x \Delta x_1 + y \Delta y_1) / (\lambda F)) dx dy \quad (2.2)$$

avec cette fois:

$\mathbf{P}(x,y) = p(x,y) \exp(j 2\pi W(x,y))$ fonction pupillaire généralisée normée à 1 aux extrémités de la pupille ($x^2 + y^2 = 1$).

Cette expression a été programmée de la façon suivante:

soit $W(x,y)$ la fonction d'aberration supposée connue,

on aura:

$$h_c(\Delta x_1, \Delta y_1) = \sum_{k=-n}^{k=+n} \sum_{l=-n}^{l=+n} p(k/n, l/n) \exp \{ j 2\pi [W(k/n, l/n) - (k \Delta x_1 + l \Delta y_1) / 2\lambda n F] \} \quad (2.3)$$

avec $p(x,y)$ fonction pupillaire réelle. En supposant que la transmission de la pupille est uniforme, p réalise en fait un test sur la région d'intégration :

$$p(x,y) = 1 \quad \text{si } \varepsilon \leq (x^2 + y^2)^{1/2} \leq 1$$

$$p(x,y) = 0 \quad \text{sinon}$$

Le nombre de points pris en compte vaut $(2n+1)^2$, et le pas d'échantillonnage est :

pas = $1/n$ (à échelle réduite).

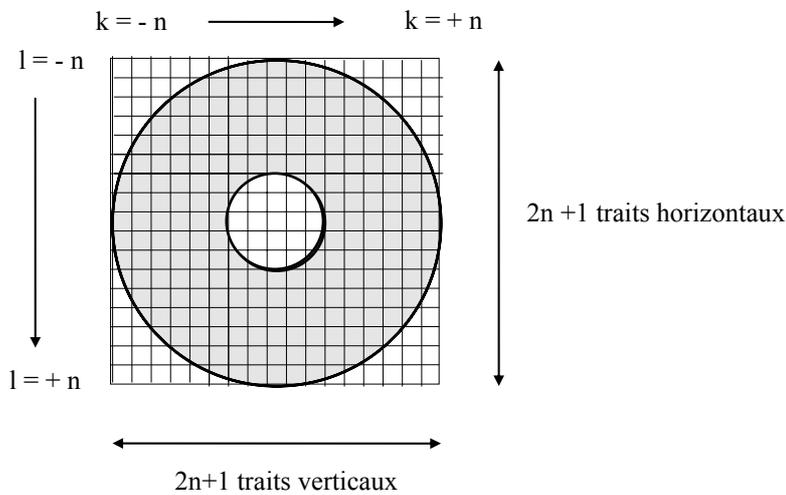


figure 2.4 : quadrillage d'une pupille avec obturation centrale

En fait, ceci peut être optimisé en réduisant la région d'intégration:

Pour simplifier, dans le cas $\varepsilon = 0$:

comme $-1 \leq x \leq +1$ et $-(1-x^2)^{1/2} \leq y \leq (1-x^2)^{1/2}$ (avec $x = k/n$, $y = l/n$), on peut optimiser le temps de calcul : on ne fait alors pas de test sur la région d'intégration (elle est prise en compte par les limites des sommes doubles) et le nombre d'échantillons diminue.

Avec obturation centrale, en scindant judicieusement en quatre zones la somme double de l'équation précédente, on arrive à un résultat similaire.

Concrètement, pour 40401 points d'échantillonnage ($n = 100$, pas de 0.01) seuls 31400 sont 'utiles' sans obturation centrale et 28600 avec 30 % d'obturation centrale.

De plus, toute symétrie de la fonction d'aberration permet de diminuer considérablement le nombre d'opérations: une symétrie axiale divise ce nombre par deux,

une symétrie cylindrique (même contribution en x et en y) revient à ne faire qu'une somme simple et le nombre d'opérations n'est plus en n^2 mais en n .

Pour programmer en langage C la PSF dans le cas général, il a été nécessaire de calculer les parties réelles et imaginaires de $h_c(\Delta x_1, \Delta y_1)$ ($\exp \rightarrow \cos$ et $\exp \rightarrow \sin$ respectivement) puis d'en déduire $| h_c(\Delta x_1, \Delta y_1) |^2$.

Ainsi en tout point du plan focal image, on peut connaître l'intensité due au point source.

2. Cas où la fonction pupillaire est à symétrie cylindrique:

Dans ce cas, il est judicieux de traduire l'équation (2.2) en coordonnées cylindriques.
Soit:

$$h_c(\rho_1, \theta_1) = C \int_0^{2\pi} \int_0^1 \mathbf{P}(\rho, \theta) \exp(-j \pi (\rho \rho_1 \cos(\theta - \theta_1) / (\lambda F))) \rho \, d\rho \, d\theta \quad (2.4)$$

avec

$$\Delta x_1 = \rho_1 \cos \theta_1$$

$$\Delta y_1 = \rho_1 \sin \theta_1$$

on se place dans le cas où $\mathbf{P}(\rho, \theta) = \mathbf{P}(\rho)$ (symétrie cylindrique)

il vient alors , sachant que:

$$J_0(x) = 1/2\pi \int_0^{2\pi} \exp(j x \cos \theta) \, d\theta \quad \text{transformée de Hankel}$$

$$h_c(\rho_1) = 2\pi C \int_0^1 \mathbf{P}(\rho) J_0[\pi \rho \rho_1 / (\lambda F)] \rho \, d\rho \quad (2.5)$$

Cette équation est beaucoup plus pratique à l'usage que l'équation (2.4) puisqu'elle ne demande qu'une seule intégration.

Dans le cas particulier d'une lentille parfaite sans obturation , $\mathbf{P}(\rho) = 1$ pour $0 \leq \rho \leq 1$
et

$$h_c(\rho_1) = h_c(0) \frac{2 \times J_1(\pi \rho_1 / \lambda F)}{\pi \rho_1 / \lambda F}$$

soit

$$\text{PSF} = h_i(\rho_1) = h_i(0) \left[\frac{2 \times J_1(\pi \rho_1 / \lambda F)}{\pi \rho_1 / \lambda F} \right]^2 \quad (2.6)$$

IV. CALCUL DE LA FTO EN ECLAIRAGE MONOCHROMATIQUE:

Le calcul de la FTO permettra de connaître également la FTM et la PTF.
 La méthode utilisée est également basée sur la connaissance de la fonction pupillaire:
 La FTO est donnée par l'intégrale d'autocorrélation [1]:

$$H_i(f_x, f_y) = C \int_{-1}^{+1} \int_{-1}^{+1} \mathbf{P}(x + f_x, y + f_y) \mathbf{P}^*(x - f_x, y - f_y) dx dy \quad (2.7)$$

avec:

C constante de normalisation

$$C = \int_{-1}^{+1} \int_{-1}^{+1} |\mathbf{P}(x,y)|^2 dx dy$$

x et y coordonnées de la fonction pupillaire normalisée ($x^2 + y^2 = 1$ aux extrémités de la pupille)

f_x et f_y fréquences réduites : $f_x = 1$ pour $f = f_c$.

En fait, cette intégrale se comprend aisément géométriquement: il s'agit d'intégrer sur le domaine commun aux deux cercles de rayon 1 centrés aux points (f_x, f_y) et $(-f_x, -f_y)$ ou bien, si on suppose une obturation centrale, sur le domaine commun à deux couronnes de rayons ϵ et 1 centrées aux points (f_x, f_y) et $(-f_x, -f_y)$.

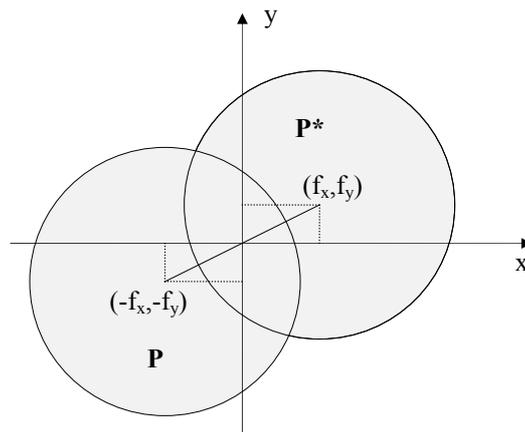


figure 2.5 : l'intégration se fait sur la partie commune aux 2 cercles

En prenant comme expression pour $\mathbf{P}(x,y) = p(x,y) \exp(j 2\pi W(x,y))$, on obtient:

$$H_i(f_x, f_y) = C \int_{-1}^{+1} \int_{-1}^{+1} p(x + f_x, y + f_y) p(x - f_x, y - f_y) \exp \{ j 2\pi [W(x + f_x, y + f_y) - W(x - f_x, y - f_y)] \} dx dy \quad (2.8)$$

En supposant une transmission parfaite, le terme 'p(x + f_x, y + f_y) p(x - f_x, y - f_y)' se comporte alors comme un test sur la région d'intégration, intersection des deux cercles précédemment définis.

Cette expression, la plus générale, a été programmée en C selon le même principe que pour la PSF:

$$H_i(f_x, f_y) = C \sum_{k=-n}^{k=+n} \sum_{l=-n}^{l=+n} p(k/n + f_x, l/n + f_y) p(k/n - f_x, l/n - f_y) \dots \dots \dots \exp \{ j 2\pi [W(k/n + f_x, l/n + f_y) - W(k/n - f_x, l/n - f_y)] \} \quad (2.9)$$

avec:

(2n+1)² nombre d'échantillonnages réalisés.

1 / n : pas d'échantillonnage en coordonnées réduites

On calcule les parties réelle et imaginaire de cette expression pour en prendre le module (FTM) ou la phase (PTF):

$FTM = [\text{Re}^2 (H_i (f_x, f_y)) + \text{Im}^2 (H_i (f_x, f_y))]^{1/2}$
$PTF = \text{atan} [\text{Im} (H_i (f_x, f_y)) / \text{Re} (H_i (f_x, f_y))]$

L'utilisation de cet algorithme restera limitée au cas général où la pupille est aberrée de façon disymétrique avec en plus une obturation centrale.

Dans le cas où l'on veut la FTM à une seule dimension, la formule (2.8) se réduit à:

$$H_i(f) = C \int_{-1}^{+1} \int_{-1}^{+1} p(x + f, y) p(x - f, y) \exp \{ [j 2\pi W(x + f, y) - W(x - f, y)] \} dx dy \quad (2.10)$$

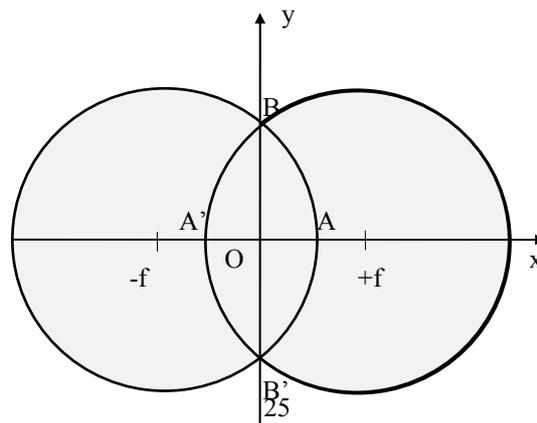


figure 2.6 : l'intégration se fait sur la partie commune aux 2 cercles

Les deux cercles ont pour équation:

$$(x - f)^2 + y^2 = 1 \quad \text{et} \quad (x + f)^2 + y^2 = 1$$

Les coordonnées des points de la figure (2.6) sont :

$$\begin{aligned} A(1 - f; 0) & \quad A'(-1 + f; 0) \\ B(0; (1 - f^2)^{1/2}) & \quad B'(0; -(1 - f^2)^{1/2}) \end{aligned}$$

Soit $M(x,y)$. Le point M est à considérer dans le calcul ci-dessus si:

$$-1 + f \leq x \leq 1 - f \quad \text{et} \quad -(1 - f^2)^{1/2} \leq y \leq (1 - f^2)^{1/2}$$

Ainsi on réduit la région d'intégration au rectangle $ABA'B'$.

Pour la réduire de façon optimale, on montre que:

$$\text{si } 0 \leq x \leq 1 - f \text{ alors } -(1 - (x + f)^2)^{1/2} \leq y \leq (1 - (x + f)^2)^{1/2}$$

$$\text{si } -1 + f \leq x \leq 0 \text{ alors } -(1 - (f - x)^2)^{1/2} \leq y \leq (1 - (f - x)^2)^{1/2}$$

L'avantage obtenu est dû non pas au fait que la région d'intégration a encore diminué, mais on peut se passer maintenant du test d'intégration ' $p(x + f_x, y + f_y)$ $p(x - f_x, y - f_y)$ '.

En pratique, on observe un gain de temps par rapport à la formule générale de l'ordre d'un facteur quatre pour le calcul d'une FTM pour des fréquences spatiales régulièrement échelonnées entre 0 et la fréquence de coupure.

Dans le cas d'une obturation centrale, on a gardé l'expression générale qui reste néanmoins satisfaisante.

1. Cas où la fonction pupillaire est à symétrie cylindrique:

On utilise le fait que la FTO est aussi la transformée de Fourier de la PSF:

$$H_i(f) = C \int_0^\infty h_i(\rho_1) J_0(2\pi f \rho_1) \rho_1 d\rho_1 \quad (2.11)$$

avec $J_0(x) = 1/2\pi \int_0^{2\pi} \exp(j x \cos \theta) d\theta$ transformée de Hankel

et $h_i(\rho) = |h_c(\rho)|^2$ donné par l'équation (2.6)

2. Cas où la fonction pupillaire est parfaite:

Considérons une pupille circulaire parfaite sans obturation pour laquelle:

$$W(x,y) = 0 \text{ en tout point}$$
$$p(x,y) = 1 \text{ pour } x^2 + y^2 \leq 1$$

Le calcul de l'aire commune aux deux cercles de la figure (2.6) nous donne:

$$H_i(f_n) = (2 / \pi) [\text{acos} (f_n) - f_n \sin (\text{acos}(f_n))]$$

soit

$$\boxed{H_i(f_n) = (2 / \pi) [\text{acos} (f_n) - f_n (1 - f_n^2)^{1/2}]} \quad (2.12)$$

avec f_n fréquence réduite: $f_n = \text{fréquence} / f_c$, $f_c = 1 / (\lambda F)$

3. Cas où l'on introduit une défocalisation:

On peut assimiler la FTM avec un défaut de mise au point au produit d'une FTM parfaite et de la fonction de transfert d'une fonction cercle dont le rayon dépend de la défocalisation. D.DEJAGER [45] nous donne ainsi:

$$\boxed{H_i(f_n) = (2 / \pi) [\text{acos} (f_n) - f_n (1 - f_n^2)^{1/2}] (2 J_1(x) / x)} \quad (2.13)$$

avec $x = \pi z f_n (1 - f_n) / \lambda F^2$

et z erreur de mise au point

il est à noter le lien entre le coefficient d'aberration W_{20} et la défocalisation z :

$$W_{20} = z / 8\lambda F^2$$

V. CALCUL DE LA FTM EN ECLAIRAGE POLYCHROMATIQUE:

N.B. Pour ce paragraphe, les véritables fréquences spatiales sont notées f , les fréquences normalisées f_n .

En pratique, nous serons amenés à travailler en éclairage polychromatique. Les filtres utilisés permettent de réduire l'intervalle spectral à une centaine de nanomètres, l'utilisation de filtres trop sélectifs ne permettant pas une transmission suffisante.

Une excellente approximation de la FTM polychromatique consiste à calculer la longueur d'onde moyenne connaissant la réponse spectrale du système filtres + caméra:

soient $T_1(\lambda)$ la transmission des filtres mesurée à l'aide d'un spectrophotomètre et $T_2(\lambda)$ la réponse spectrale de la caméra (quantum efficiency) donnée par le constructeur.

Si l'on suppose la transmission du milieu (air) égale à l'unité, on aura:

$T(\lambda) = T_1(\lambda) \cdot T_2(\lambda)$ réponse spectrale du système global.

La longueur d'onde moyenne est donnée par:

$$\lambda_{\text{moy}} = \int \lambda T(\lambda) d\lambda / \int T(\lambda) d\lambda$$

ou, en échantillonnant les longueurs d'ondes:

$$\lambda_{\text{moy}} = \frac{\sum \lambda T(\lambda)}{\sum T(\lambda)} \quad (2.14)$$

λ_{moy} est en quelque sorte le barycentre des longueurs d'ondes affectées d'un coefficient égal à la transmission en tout point.

La FTM est calculée par $H_i(f, \lambda_{\text{moy}}) = H_i(f_n)$

avec

$$H_i(f_n) = (2 / \pi) [\arccos(f_n) - f_n (1 - f_n^2)^{1/2}]$$

et $f_n = f \cdot \lambda F$

Pour être plus précis, on peut calculer la FTM par

$$\text{FTM} = 1/A \int_0^\infty T(\lambda) H_i(f, \lambda) d\lambda \quad (2.15)$$

avec $A = \int_0^\infty T(\lambda) d\lambda$

Supposons dans un premier temps que $T(\lambda)$ soit constant dans un intervalle spectral $[\lambda_{\text{min}}; \lambda_{\text{max}}]$ et nul ailleurs:

1. Cas d'une réponse spectrale constante sur un intervalle:

$$T(\lambda) = 1 \quad \text{si } \lambda_{\min} \leq \lambda \leq \lambda_{\max}$$

$$T(\lambda) = 0 \quad \text{sinon}$$

Notons:

$$f_{\min} = 1 / \lambda_{\max} F$$

$$\lambda_f = 1 / f F$$

et $f_{\max} = 1 / \lambda_{\min} F$

En appelant

$$G(f, \lambda) = \int_0^\lambda H_i(f \lambda' F) d\lambda'$$

$$\text{soit } G(f, \lambda) = \int_0^\lambda (2/\pi) [\arccos(f \lambda' F) - f \lambda' F (1 - (f \lambda' F)^2)^{1/2}] d\lambda'$$

il vient:

$$\begin{aligned} \text{FTM} &= [G(f, \lambda_{\max}) - G(f, \lambda_{\min})] / (\lambda_{\max} - \lambda_{\min}) && \text{si } 0 \leq f \leq f_{\min} \\ \text{FTM} &= [G(f, \lambda_f) - G(f, \lambda_{\min})] / (\lambda_{\max} - \lambda_{\min}) && \text{si } f_{\min} \leq f < f_{\max} \\ \text{FTM} &= 0 && \text{si } f \geq f_{\max} \end{aligned}$$

Heureusement, on connaît l'expression symbolique de $G(f, \lambda)$, primitive de H_i :
en posant $t = f \cdot F$

$$G(f, \lambda) = (2/\pi) \{ \lambda \arccos(t \lambda) - [1 - (t \lambda)^2]^{1/2} / t + [1 - (t \lambda)^2]^{3/2} / 3t \} \quad (2.16)$$

Ainsi l'expression de la FTM peut se calculer instantanément.

Dans le cas où $T(\lambda)$ est constante par morceaux, on procède de même :

$$\text{FTM} = 1/A \sum_k \int_{\lambda_k}^{\lambda_{k+1}} T_k H_i(f, \lambda) d\lambda$$

avec $A = \sum_k \int_{\lambda_k}^{\lambda_{k+1}} T_k d\lambda$

soit

$$\text{FTM} = 1/A \sum_k [G_k(f, \lambda_{k+1}) - G_k(f, \lambda_k)]$$

avec cette fois:

$$G_k(f, \lambda) = \int_0^\lambda T_k H_i(f, \lambda') d\lambda'$$

2. Cas où la réponse spectrale est polynomiale par morceaux:

Soient n intervalles spectraux $[\lambda_1; \lambda_2] \dots [\lambda_k; \lambda_{k+1}] \dots [\lambda_n; \lambda_{n+1}]$
avec les transmissions respectives $T_1(\lambda) \dots T_k(\lambda) \dots T_n(\lambda)$

$$T_k(\lambda) = c_{0k} + c_{1k} \lambda + c_{2k} \lambda^2 + \dots \quad \text{pour } \lambda_k \leq \lambda \leq \lambda_{k+1}$$

$$T_k(\lambda) = 0 \quad \text{sinon}$$

la FTM est donnée par

$$\boxed{\text{FTM} = 1/A \sum_k \int_{\lambda_k}^{\lambda_{k+1}} T_k(\lambda) H_i(f, \lambda) d\lambda} \quad (2.17)$$

avec

$$A = \sum_k \int_{\lambda_k}^{\lambda_{k+1}} T_k(\lambda) d\lambda$$

et

$$H_i(f, \lambda) = (2/\pi) [\text{acos}(f \lambda F) - f \lambda F (1 - (f \lambda F)^2)^{1/2}]$$

Le calcul de A est immédiat, tout polynôme ayant une primitive connue.

Le calcul de la FTM sera aisé dès que l'on connaîtra une primitive en λ de

$$H_i(f, \lambda), \lambda H_i(f, \lambda), \lambda^2 H_i(f, \lambda), \text{ etc...}$$

Ces primitives sont données par l'ordinateur MACSYMA [21].

En pratique, une réponse spectrale est suffisamment bien approximée par quatre polynômes du troisième degré (coefficient de corrélation supérieur à 0.99).

Cette méthode a été programmée en C avec succès.

Chapitre 3 : BANC DE MESURE DE FTM

I. MONTAGE:

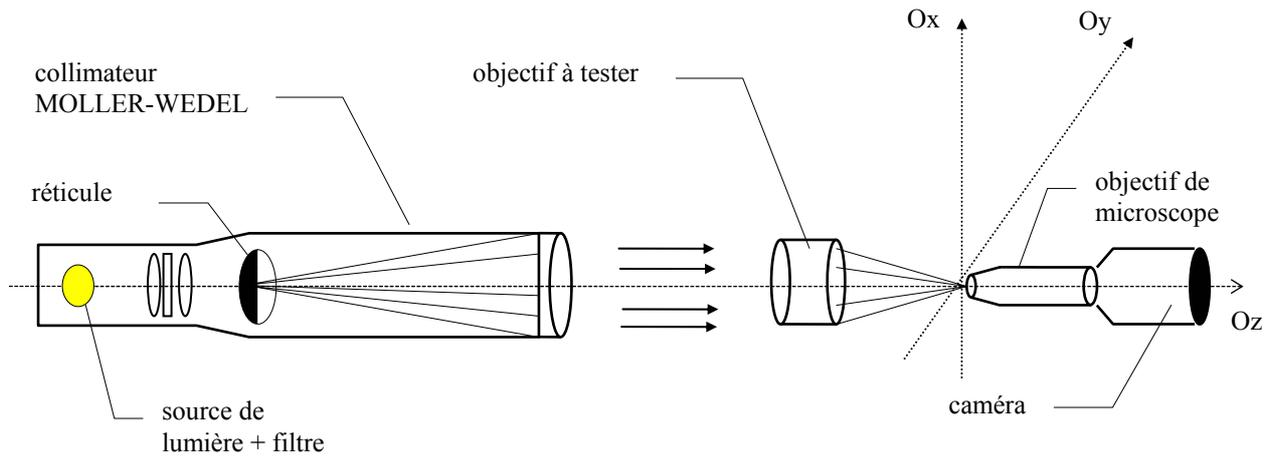
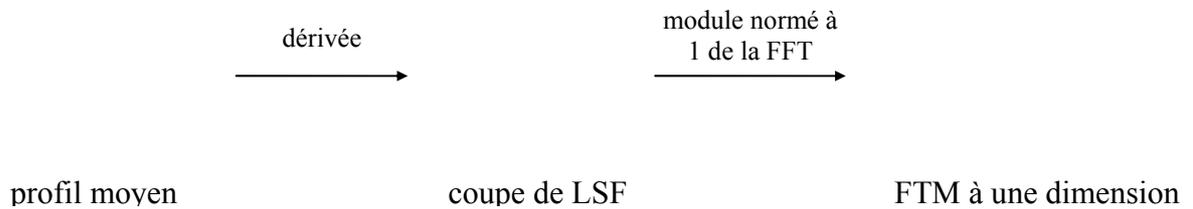


figure 3.1 : montage du banc de FTM

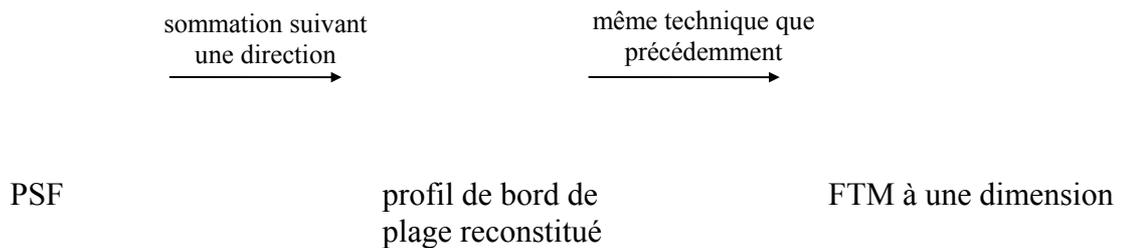
La mesure de FTM se fait en prenant l'image du réticule (bord de plage ou point source). Explicitons brièvement les deux méthodes décrites en détail chapitre 4 :

Pour l'image d'un bord de plage :

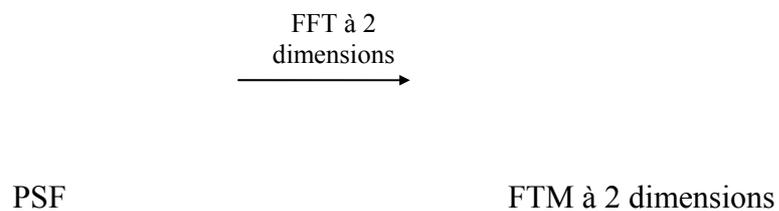


Pour l'image d'un point source:

1)



2)



II. MATERIEL:

Collimateur:

Le réticule est placé au foyer d'un collimateur MOLLER-WEDEL de 500 mm de focale. Pour cela, on utilise un barillet fourni par le constructeur contenant jusqu'à six réticules (mire sinusoïdale pour le réglage de la mise au point, règle graduée, trous sources, ou bord de plage) . Ce collimateur est couplé avec une lampe halogène Quartz-iode de 150 W associée à deux filtres . L'objet (le réticule) est 'envoyé' à l'infini.

Réticules:

On dispose d'un trou source de 43 μm de diamètre et on a rajouté un bord de plage réalisé par la société DME par dépôt métallique sur verre BK7 d'une régularité inférieure à 3 μm .

Filtres:

L'utilisation d'un filtre passe bande centré sur 608 nm s'est avérée insuffisante: la transmission au delà de 700 nm restait significative (plus de 1.5% de la transmission à 608 nm). La caméra étant sensible dans l'infrarouge proche, il était nécessaire d'ajouter un filtre passe bas de type BG39 coupant toute longueur d'onde au delà de 660 nm.

L'ensemble des 2 filtres se comporte alors comme un filtre passe bande centré sur 607 nm de transmission maximale égale à 4.38% , de largeur à mi-hauteur égale à 13 nm et de transmission relative (t / t_{\max}) inférieure à 0.25 % pour $\lambda < 550$ nm et $\lambda > 650$ nm. La réponse spectrale, mesurée par un spectromètre, est la suivante:

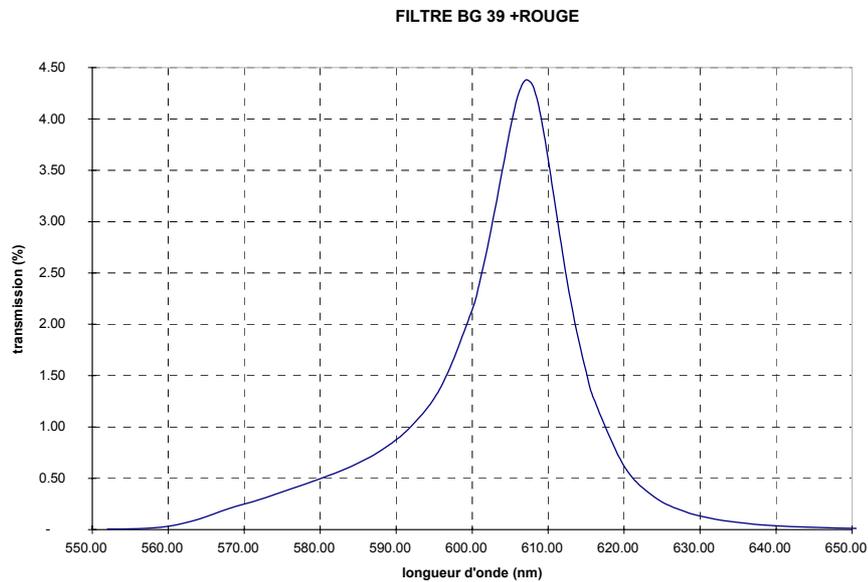


figure 3.2 : transmission de l'ensemble filtre rouge et BG 39

Objectif de microscope:

L'objectif de microscope NACHET placé au foyer de l'objectif à tester permet d'agrandir l'image formée par ce dernier. D'une certaine façon, cela revient à diminuer la taille relative du pixel de la caméra . La mesure expérimentale de son grandissement s'est faite à l'aide d'une mire en croix graduée en 1 / 10ème de mm . Dans notre configuration, on a obtenu une valeur de 12.7 .

Banc optique:

On travaille sur un banc MICROCONTROLE en granit d'une longueur de 2 m monté sur une table en aluminium de 2.5m sur 0.50 m .

Platines de microdéplacement:

L'ensemble solidaire caméra-objectif de microscope est positionné par 3 platines de microdéplacements motorisées :

- 2 platines de translation UT100 avec un pas de déplacement de 1 μ m et une course de 50 mm.
- 1 platine en rotation RT120 avec un pas de 1/100ème de degré .

Caméra:

La caméra est du type CCD Hi-SIS 24 refroidie par des thermo-éléments à effet Peltier. L'utilisation d'une caméra CCD à intégration travaillant avec de faibles flux revêt un grand intérêt:

- possibilité d'utiliser des filtres avec une faible largeur spectrale mais aussi avec une transmission peu élevée.
- possibilité d'utiliser des trous sources de faible diamètre.

Cette caméra permet d'acquérir une image de 768 sur 512 pixels , chaque pixel étant carré de largeur égale à 9 μm .

En outre, cette caméra nous fournit des données codées sur 14 bits (et non 12 ou 8 bits pour les caméras utilisées précédemment pour ce montage) avec une intensité relative (niveau de gris) variant de 0 à 16383. Ces données sont stockées dans un fichier de format scientifique propre à cette caméra (dit format 'PIC') .

Sa réponse spectrale est la suivante:

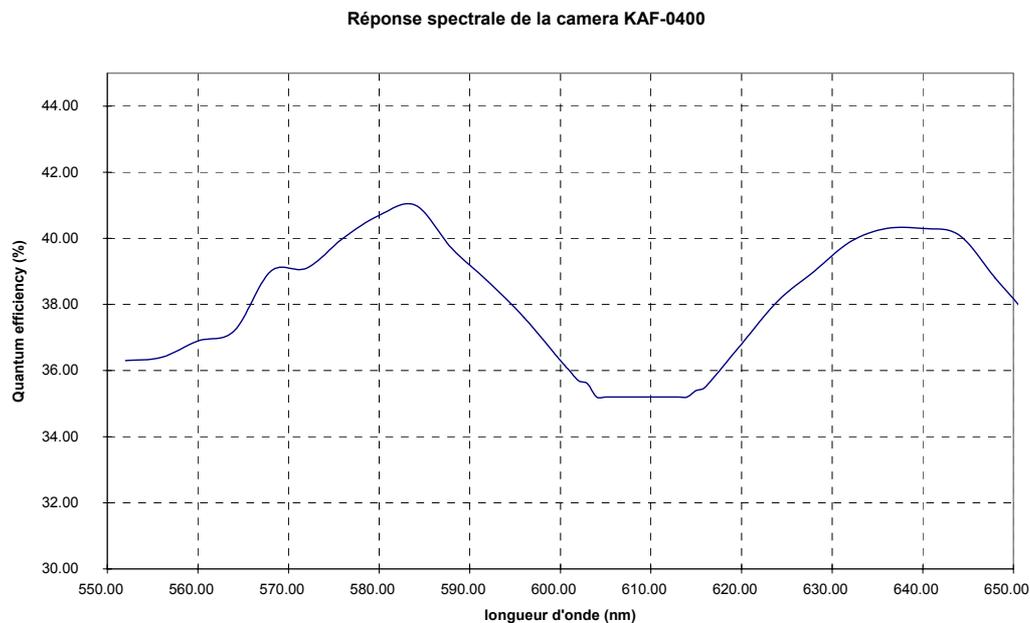


figure 3.3: réponse spectrale de la caméra CCD (données constructeur)

Dans l'intervalle spectral 580-620 nm la réponse de la caméra ne peut être considérée comme constante.

III. ACQUISITION DES IMAGES:

L'utilisation d'une caméra à intégration ne permet pas une visualisation en temps réel. Cette acquisition est faite par le logiciel WINMIPS. Le temps de transfert des données, outre le temps de pose de la caméra, est de l'ordre de 15 secondes pour une image 768×512 pixels d'environ 800 ko. Ce logiciel permet également quelques traitements intéressants:

- coupe suivant une direction choisie.
- calcul de l'intensité maximale .
- création d'une fenêtre réduite.

IV. REGLAGES:

Le réglage de l'objectif à tester se fait par la méthode d'autocollimation: celui-ci devant être bien perpendiculaire à l'axe optique, en plaçant un miroir contre sa face d'entrée, le rayon lumineux issu du collimateur doit repartir dans la même direction .

Le réglage de l'ensemble caméra-objectif de microscope est permis par les platines MICROCONTROLE: on effectue un premier réglage grossier en prenant comme mire un disque uniformément éclairé. Quelques acquisitions et visualisations permettent un réglage suivant O_x et O_y (centrage de l'image).

Pour que l'axe de l'ensemble solidaire caméra - objectif de microscope coïncide avec l'axe optique, on vérifie que l'image du réticule reste centrée lors d'une translation suivant O_z de cet ensemble.

La mise au point (tirage suivant O_z) est plus difficile:

On a tout intérêt à ouvrir le plus possible l'objectif à tester si celui-ci est équipé d'un diaphragme (l'influence du tirage sur l'erreur de chemin optique est en $1 / F^2$) .

- On peut utiliser une mire sinusoïdale avec différentes périodes prévue à cet effet.
- On peut comparer à temps d'exposition égal l'intensité au centre de l'image d'un point source: lorsque l'intensité est maximale (plus haut niveau de gris), la mise au point est assurée: Le STREHL RATIO est décroissant à partir du plan de la meilleure mise au point.

Expérimentalement, le réglage de la mise au point est précis à environ $5 \mu\text{m}$: la différence entre 2 prises de vue séparées de $\Delta z < 5 \mu\text{m}$ n'est pas visible, tant à l'écran qu'à l'analyse (Strehl Ratio, FTM, énergie encerclée, etc...) .

En se rappelant que $W_{20} = z / 8\lambda F^2$
pour $\lambda \approx 0.6 \mu\text{m}$ et $z = 5 \mu\text{m}$, on obtient $W_{20} \approx 1 / F^2$ soit:

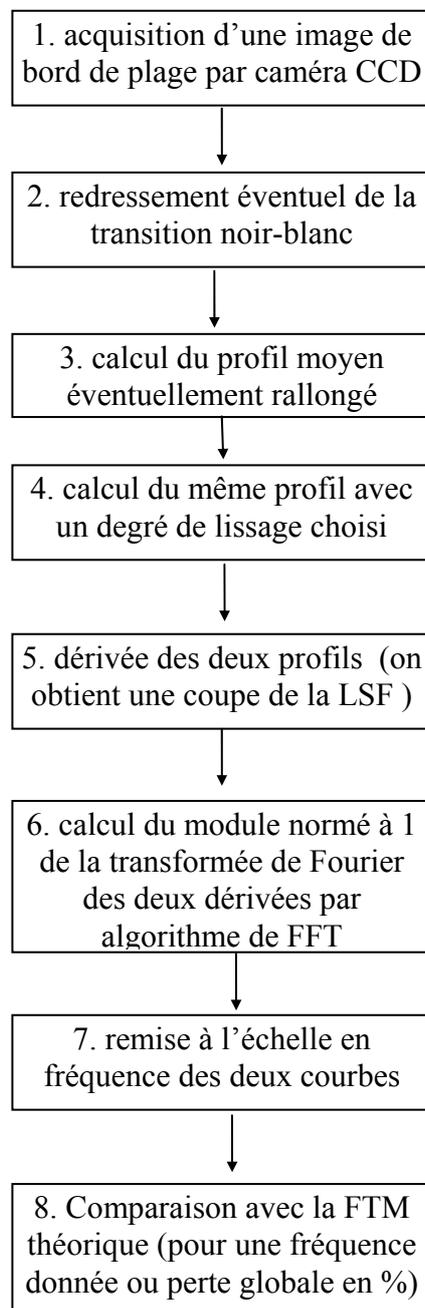
Pour un objectif ouvert à $f / 1.8$:	pour un objectif ouvert à $f / 5.6$
$W_{20} = 0.3$	$W_{20} = 0.03$
$\omega = 0.17$ rms	$\omega = 0.017$ rms
LFTM = 18%	LFTM < 1%

Le réglage de la mise au point est donc suffisant pour des objectifs de focale réduite supérieure ou égale à 5.6.

Chapitre 4 : MESURE DES CRITERES DE QUALITE OPTIQUE D'UN OBJECTIF

I. IMAGES DE BORD DE PLAGE:

La marche à suivre peut se résumer ainsi:



1. Traitement des prises de vue: (étapes 2-4)

Les données d'images de bord de plage nécessitent quelques précautions avant leur traitement brut:

- tout d'abord la caméra n'est pas toujours alignée verticalement avec le bord du demi-plan opaque.
- en ne prenant qu'une fenêtre finie d'observation, on peut 'oublier' une partie de la transition.
- l'image du demi plan éclairé souffre souvent d'une intensité peu régulière due aux poussières sur les différentes surfaces optiques (caméra, filtre, source laser, objectif, collimateur).

1.1 Calcul du profil moyen redressé: (étapes 2 et 3)

Moyenner un profil, c'est minimiser le signal parasite:

En sommant les intensités ligne à ligne dans le cas d'un bord de plage vertical, les variations dues à un défaut local de la caméra ou à des poussières sont réduites.

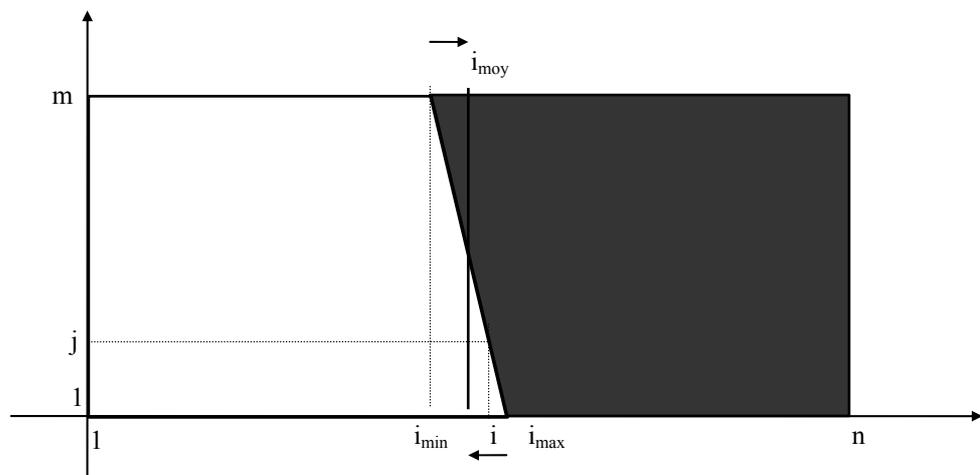


figure 4.1: bord de plage incliné par rapport à la caméra

Pour calculer le profil moyen dans le cas d'un bord de plage non rigoureusement vertical, on a suivi la procédure suivante:

1. détermination de i_{\min} et i_{\max} respectivement abscisse des points de la 1ère et m-ième ligne de la fenêtre de visualisation tels que

$$I(1, i_{\min}) = I_{1 \max} / 2$$

$$I(m, i_{\max}) = I_{m \max} / 2$$

on pose alors

$$i_{\text{moy}} = (i_{\text{max}} + i_{\text{min}}) / 2$$

2. détermination du redressement à effectuer pour chaque ligne:

$$\Delta_j(i) = i + (i_{\text{max}} - i_{\text{min}}) [(j-1) / (m-1) - 1/2] \quad (\text{à une unité près})$$

on vérifie que:

$$\Delta_j(i) = 0 \quad \text{pour } j = (m+1) / 2 \quad (\text{à une unité près})$$

$$\Delta_j(i) = (i_{\text{max}} - i_{\text{min}}) / 2 \quad \text{pour } j = m$$

$$\Delta_j(i) = - (i_{\text{max}} - i_{\text{min}}) / 2 \quad \text{pour } j = 1$$

et décalage des données de la j^{ème} ligne de Δ_j .

3. calcul de l'intensité moyenne :

$$I(i) = \frac{\sum_{j=\min(i)}^{\max(i)} I(j, i + \Delta_j)}{\max(i) - \min(i)}$$

où $[\max(i) - \min(i)]$ est le nombre de lignes à prendre en compte:

par exemple, pour les premières valeurs de i , du fait du décalage vers la droite des lignes pour lesquelles $j > (m+1) / 2$, les points d'ordonnées proches de m (dernières lignes) n'ont pas de valeur pour des abscisses i proches de 1 (zone grisée).

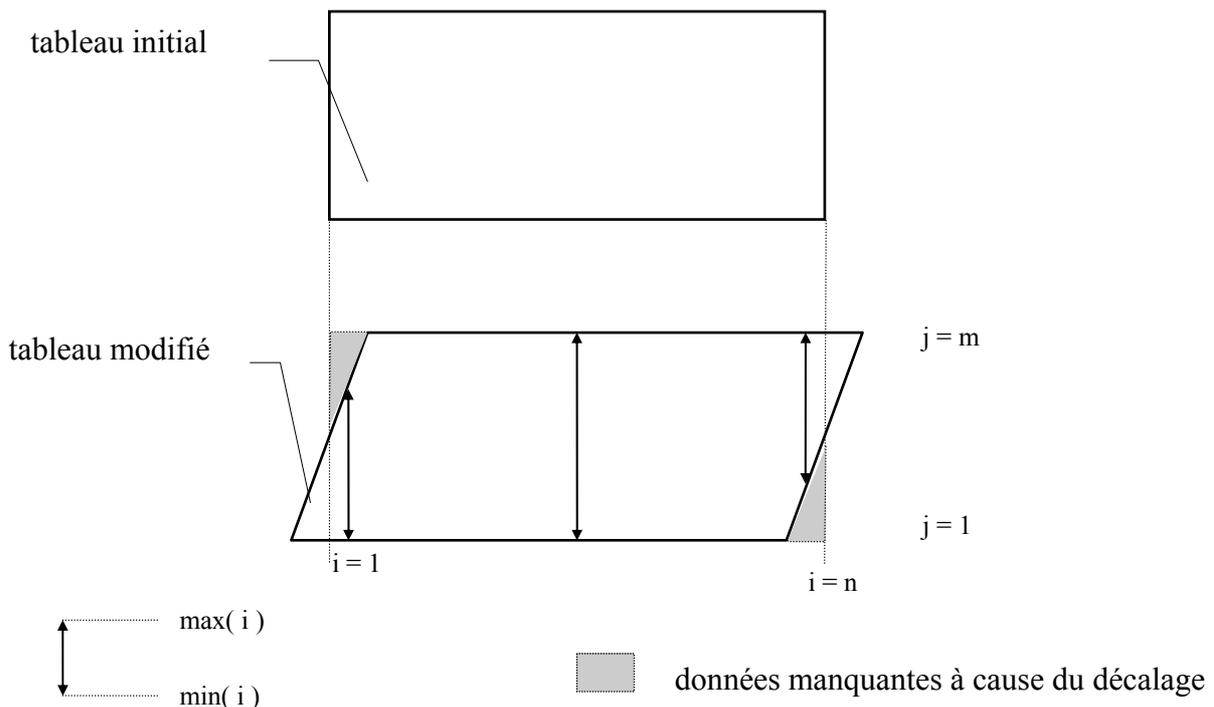


figure 4.2 : redressement du profil

Ainsi, on obtient, au pixel près, le profil moyen redressé. En pratique, la correction apportée est faible car on arrive assez facilement à placer le bord de la transition bien vertical.

Il est intéressant de le rallonger artificiellement (étape 4) : l'intervalle entre deux données après calcul de FFT est inversement proportionnel au nombre de données utilisées pour ce calcul. Ce rallongement, en général de 128 pixels à 512, s'effectue en prolongeant le profil par continuité à droite et à gauche.

Il peut être également judicieux de lisser ce profil si le bruit est trop important ou le profil trop inégal; le calcul de FTM se fait ainsi pour le 'véritable' profil et un profil lissé avec un degré choisi (source du programme de lissage: *Numerical Recipes in C*).

1.2 Calcul de la FTM: (étapes 5-8)

Le calcul de la FTM à une dimension est le seul critère de qualité d'un objectif que l'on peut extraire de l'image d'un bord de plage.

Pour calculer la FTM suivant la direction perpendiculaire à la transition noir-blanc, il faut prendre le module normé à 1 de la transformée de Fourier à une dimension de la dérivée du profil du bord de plage. Cette dérivée est calculée simplement en tant que variation locale du profil. L'intérêt du lissage effectué précédemment est d'éliminer des variations locales du bord de plage dans une région où celui-ci est supposé quasi uniforme.

L'algorithme de transformée de Fourier utilisé, bien adapté pour notre tableau de données, est celui de FFT donné par *Numerical Recipes in C*. Pour un tableau de 2^n valeurs, on obtient 2^{n-1} valeurs complexes dont on prend le module de chacune. En les divisant toutes par la première valeur obtenue, on obtient la FTM normée à 1 pour une fréquence nulle. Pour retrouver la bonne échelle en fréquence, on utilise la relation suivante:

$$f_i = \frac{(i-1) \times G}{2^n \times \Delta x} \quad (4.1)$$

avec

- f_i fréquence correspondant à la i ème donnée (1ère donnée = fréquence nulle)
- G grandissement du microscope utilisé (on veut les fréquences réelles en absence de microscope)
- 2^n nombre de données choisies pour le calcul de FFT.

Δx taille du pixel de la caméra.

On peut noter que $\Delta x / G$ est en faite la ‘taille réduite’ du pixel: l’objectif du microscope étant supposé parfait, celui-ci permet de réduire artificiellement la taille du pixel.

La connaissance de la focale réduite F et de la longueur d’onde (ou en polychromatique de la longueur d’onde réduite ou, pour plus de précision, de la transmission du système) permet de comparer les FTM théorique et expérimentale.

En particulier, un calcul de perte de FTM est effectué en ne tenant compte que des valeurs cohérentes de la FTM expérimentale.

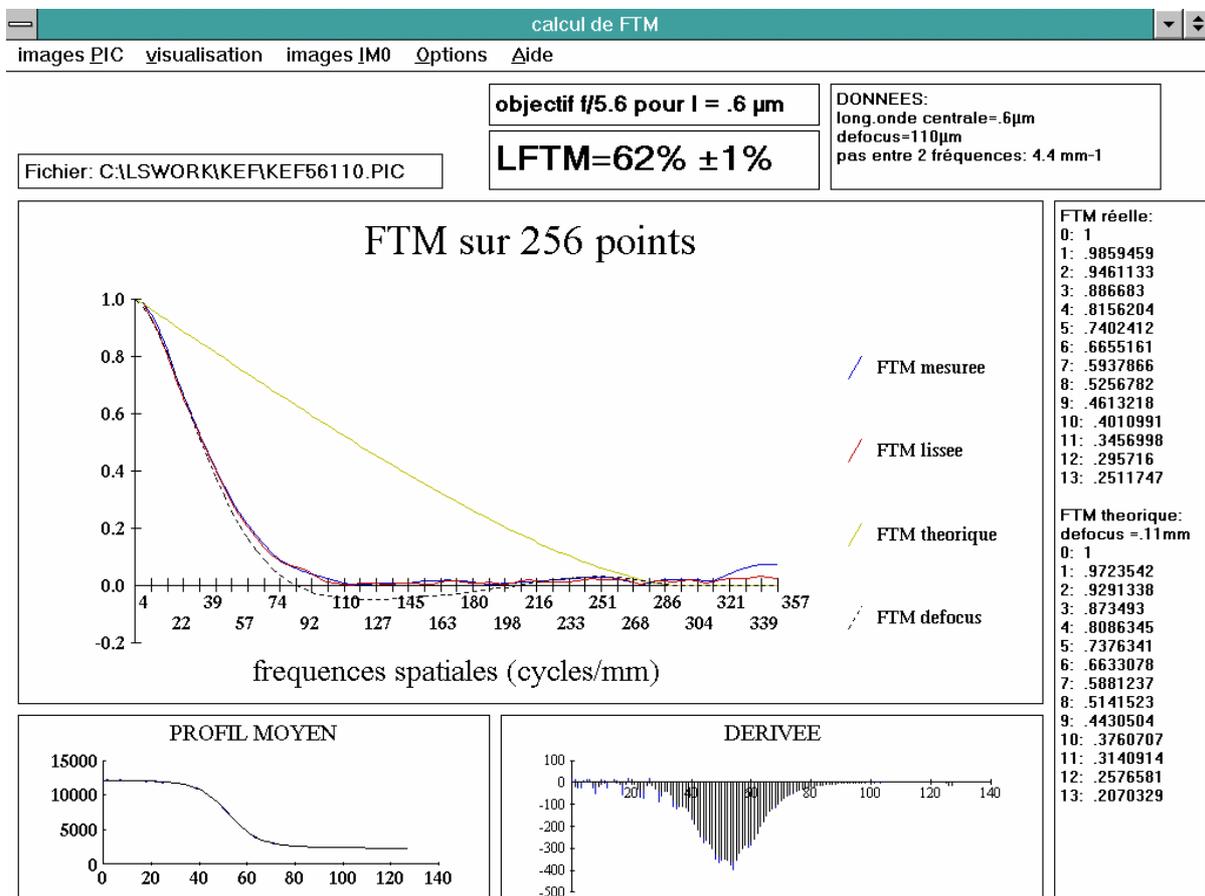


figure 4.3 traitement d’un bord de plage avec 110 μm d’erreur de mise au point.
(profil rallongé de 128 à 512 points)

II. IMAGES DE POINTS SOURCES:

1. Critère de 'point source':

Le trou source utilisé est en réalité un disque de lumière de diamètre ϵ . Ce diamètre peut être considéré comme suffisamment faible si l'on veut rester limité par la diffraction. En utilisant le critère de Rayleigh (voir chapitre 1), il faut que:

$$1.22\lambda F / g \geq \epsilon / 2$$

avec g grandissement du système collimateur - objectif testé;

$$g = f_{\text{objectif}} / f_{\text{collimateur}}$$

$$\text{soit } \epsilon \leq 2.44 \lambda f_{\text{collimateur}} / D_{\text{objectif}}$$

Dans notre cas, on a :

$$f_{\text{collimateur}} = 500 \text{ mm}$$

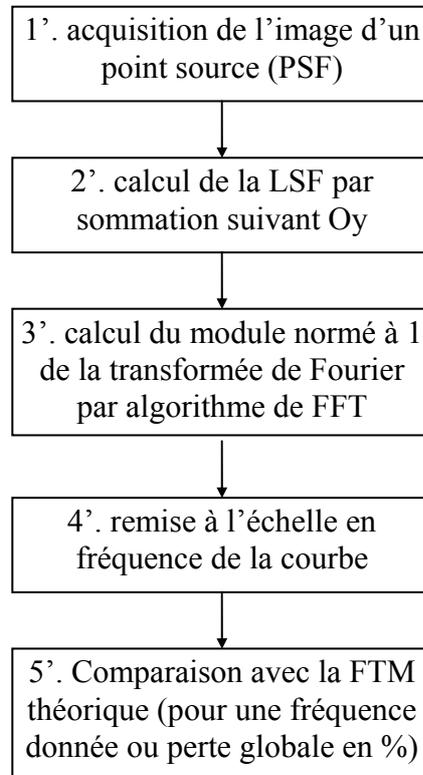
$$\lambda \approx 0.6 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\text{soit } \epsilon (\mu\text{m}) \leq 732 / D_{\text{objectif}} (\text{mm})$$

Le trou source dont on dispose étant d'un diamètre de $43 \text{ } \mu\text{m}$, on est ainsi autorisé à tester des objectifs de diamètre $D_{\text{objectif}} \leq 17 \text{ mm}$.

2. Calcul de FTM à une dimension:

La première technique envisagée a été de reconstituer l'image d'un bord de plage: En sommant la PSF suivant une direction verticale ou horizontale (par exemple en sommant les colonnes) on obtient la coupe de l'image d'une fente source (verticale pour notre exemple). On rejoint alors l'étape 6. L'avantage est d'obtenir une FTM très régulière: en sommant toutes les colonnes les variations aléatoires se compensent; la dérivée du profil obtenue à l'étape 5 est, au contraire, bien moins régulière. Cette technique ne permet cependant d'obtenir la FTM que suivant deux directions (Ox ou Oy).



3. Calcul de FTM à deux dimensions à partir de la PSF:

La connaissance de la FTM à deux dimensions permet de mettre en valeur les aberrations qui ne sont pas à symétrie cylindrique (coma ou astigmatisme par exemple) . La FTM, comme module de la transformée de Fourier de la PSF, s'obtient en utilisant un algorithme de FFT à 2 dimensions.

Néanmoins, il ne faut pas mésestimer la difficulté à mettre en oeuvre cette technique: il parait difficile d'agrandir artificiellement l'image (problème de continuité sur tout le pourtour de l'image,et problème dû au nombre déjà important de données du fichier initial).

De plus, les algorithmes connus sont mal adaptés à la transformée de Fourier en deux dimensions de données réelles: l'utilisation d'un algorithme à n dimensions pour des données complexes ne peut être optimal.

On a été également confronté au problème de stockage des données pour des fichiers de taille supérieure à 64 kOctets (limitations liées au système d'exploitation implanté sur l'ordinateur).

La technique retenue est d'utiliser un programme exécutable affichant le spectre d'un fichier d'extension BMP (*BitMap Pictures*), fichier contenant des valeurs numériques codées sur 8 bits (de 0 à 255).

L'inconvénient est la perte d'information puisque l'on dispose au départ de données codées sur 12 bits (de 0 à 4095) ou 14 bits (de 0 à 16383).

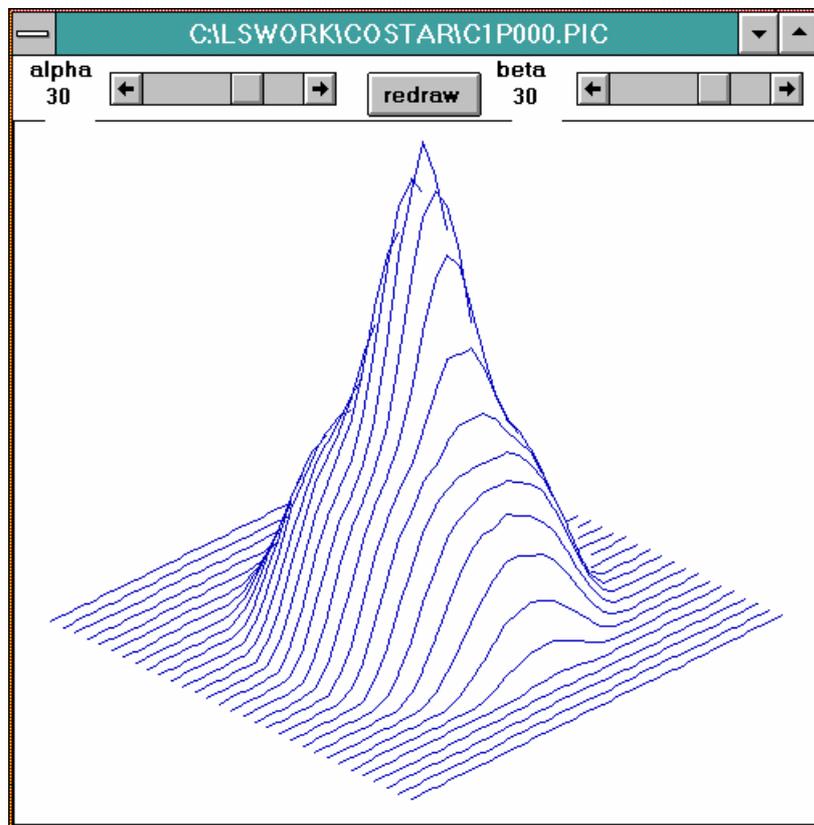


figure 4.4: Exemple de spectre en 3 dimensions

4. Calcul d'énergie encerclée (EE) :

Le calcul de l'énergie encerclée ne présente pas de difficultés particulières; il s'agit de:

- a) déterminer les coordonnées du pixel d'intensité maximale I_{max} .
- b) déterminer le bruit de fond moyen (offset) ; on choisira l'abscisse du maximum de l'histogramme de l'image.

c) appliquer l'algorithme suivant:

$$EE(1) = \frac{I_{\max} - \text{offset}}{\sum_{M \in \text{plan}} (I(M) - \text{offset})}$$

$$EE(k+1) = EE(k) + \frac{\sum_{M \in \text{couronne}} (I(M) - \text{offset})}{\sum_{M \in \text{plan}} (I(M) - \text{offset})}$$

la couronne étant choisie comme l'ensemble des points M situés entre deux disques de rayon k et k +1 centrés sur les coordonnées du pixel d'intensité maximale.

III. COMPARAISON DES DEUX TYPES D'IMAGES:

D'après ce qui a été énoncé dans ce chapitre, comparons les méthodes basées sur l'étude de la KEF et de la PSF.

type d'images	KEF (à partir d'un bord de plage)	PSF (image d'un point source)
possibilités d'étude de la FTM	Etude suivant une seule direction, perpendiculaire à la transition noir-blanc	Etude complète suivant n'importe quel axe
limitations liées au banc de mesure	Pas de limitations sur l'ensemble trou source-distance focale du collimateur-caractéristiques de l'objectif à tester	étude limitée par le diamètre du trou source (pour notre banc, $D_{\text{objectif}} \leq 17$ mm)
conditions sur la caméra	pas de problème de flux, mais attention aux accidents du profil sur le côté éclairé	nécessité d'une caméra à intégration (temps de pose variable) et connaissance de l'offset.
autres critères mesurables	aucun	énergie encerclée, Strehl Ratio.

Enfin, pour que toute mesure (KEF ou PSF) ait un sens, il faut vérifier au préalable la linéarité de la réponse de la caméra.

ANNEXE 1: DEFINITIONS

I. ECLAIRAGE COHERENT-INCOHERENT:

Considérons tout d'abord la lumière émise par deux points sources distincts S_1 et S_2 .

Si les deux sources émettent de façon cohérente (spatialement), on aura:

$I_{\text{cohérent}}(P) = (E_1 + E_2) \cdot (E_1 + E_2)^* = |E_1 + E_2|^2$
avec E_1 et E_2 amplitudes complexes de la lumière dues à S_1 et à S_2 au point P d'observation.

De même, si l'éclairage n'est plus cohérent, on aura avec les mêmes notations :

$I_{\text{incohérent}}(P) = (E_1 E_1^*) + (E_2 E_2^*) = |E_1|^2 + |E_2|^2 = I_1 + I_2$

Ainsi, on en déduit la règle suivante: en éclairage cohérent, l'intensité résultante s'obtient en sommant les amplitudes complexes et en en prenant le carré, tandis que, en éclairage incohérent, on somme les intensités de chaque point source.

En pratique, on est en lumière incohérente lorsque la source est étendue: chaque point source va envoyer des vibrations n'ayant aucune relation de phase entre elles et il n'y aura donc pas de différence de phase constante entre les points d'un objet éclairé dans ces conditions.

schéma général d'un système optique:

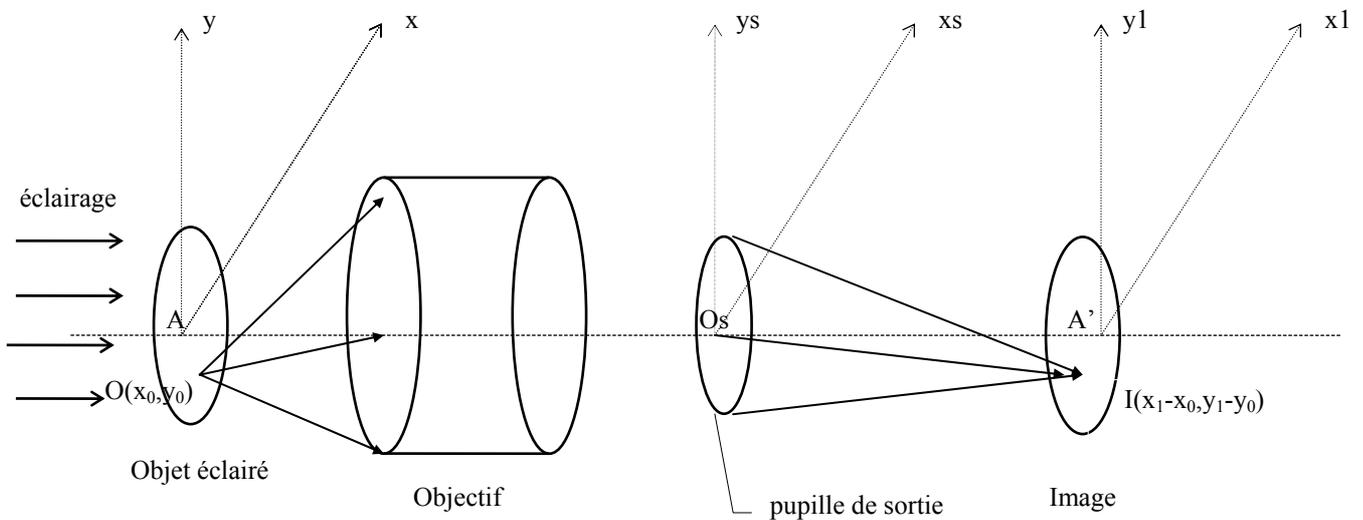


figure A1 : schéma général d'un système optique

rappel: la pupille de sortie est définie comme l'image du plus petit diaphragme (i.e. celui dont l'image observée depuis le point objet est vue sous le plus petit angle) dans l'optique qui le suit

hypothèse: le système a un grandissement égal à +1 .

II. CAS DE L'ECLAIRAGE COHERENT: REPONSE IMPULSIONNELLE - FONCTION DE TRANSFERT COHERENTE

En suivant le schéma général de la figure précédente:

- soit le point $A(x, y)$ dont l'image $A' (x_1, y_1)$ aura pour amplitude complexe $h_c(x_1, y_1)$
 - soit maintenant un point $O(x_0, y_0)$ de l'objet dont l'image $I(x_1 - x_0, y_1 - y_0)$ aura cette fois pour amplitude complexe $h_c(x_1 - x_0, y_1 - y_0)$. (grandissement = +1)
- h_c est dit réponse impulsionnelle cohérente ou T.F. de l'ouverture.

L'éclairage étant cohérent, tous les points de l'objet émettent des vibrations en phase. Comme le système est linéaire et invariant on obtiendra l'amplitude complexe en un point quelconque de l'image en additionnant les réponses impulsionnelles dues aux divers points de l'objet, chacun étant affecté de son amplitude $o(x,y)$. On trouve ainsi l'intégrale de superposition des amplitudes complexes:

$$s(x_1,y_1) = \iint_{\text{objet}} o(x,y) h_c(x_1-x,y_1-y) dx dy$$

$o(x,y)$ étant nul en dehors de l'objet, l'intégrale peut être calculée sur tout l'espace. On se ramène alors à:

$$s(x_1,y_1) = o(x_1,y_1) \times h_c(x_1,y_1) \quad (\text{produit de convolution})$$

L'intensité résultant au niveau de l'image vaut alors:

$$I(x_1,y_1) = | o(x_1,y_1) \times h_c(x_1,y_1) |^2$$

En se rappelant que $h_c(x_1,y_1) = \text{TF} (p(\lambda D x_s, \lambda D y_s))$ avec $p(x_s,y_s)$ fonction réelle pupillaire (dans le plan de la pupille de sortie) et D distance entre la pupille de sortie et le plan image, on obtient :

$$H_c(f_x, f_y) = p(\lambda D f_x, \lambda D f_y)$$

avec $H_c(f_x, f_y) = \text{TF}(h_c(x_1, y_1))$, fonction de transfert cohérente.

Ainsi, la fonction de transfert cohérente est égale, à un facteur d'échelle près, à la fonction d'ouverture ou fonction pupillaire du montage.

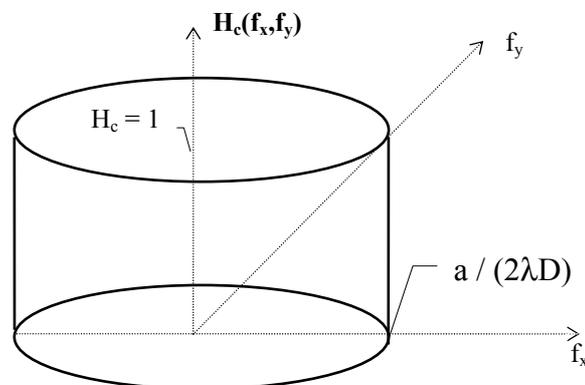


figure A2: fonction de transfert cohérente pour une pupille circulaire

Cette fonction réalise alors un filtre passe-bas arrêtant toutes les fréquences spatiales supérieures à la fréquence de coupure $f_c = a / (2\lambda D)$ (a diamètre de la pupille de sortie)
 Les transformées de Fourier de l'objet et de l'image sont liées par la relation :

$$S(f_x, f_y) = O(f_x, f_y) \cdot H_c(f_x, f_y)$$

III. CAS DE L'ECLAIRAGE INCOHERENT: REPONSE IMPULSIONNELLE INCOHERENTE ET FONCTION DE TRANSFERT OPTIQUE

Dans le cas d'une source monochromatique étendue, l'éclairage devient incohérent.
 En gardant les mêmes notations que précédemment, on a :

$|h_c(x_1, y_1)|^2$ intensité donnée par un point objet.

On somme les intensités dues à chaque point objet pris individuellement:

$$I_i(x_1, y_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} o_i(x, y) |h_c(x_1 - x, y_1 - y)|^2 dx dy$$

ou

$$I_i(x_1, y_1) = o_i(x_1, y_1) \times |h_c(x_1, y_1)|^2$$

A un facteur près, $h_i(x_1, y_1) = |h_c(x_1, y_1)|^2$ est appelée réponse impulsionnelle incohérente (PSF)

A ce stade, on doit noter la différence fondamentale avec l'intensité de l'image en éclairage cohérent: l'ordre entre la convolution et le module carré n'est pas le même dans les deux cas. On définit la fonction de transfert incohérente comme étant

$$H_i(f_x, f_y) = \text{TF}(h_i(x_1, y_1)) = \text{TF}(|h_c(x_1, y_1)|^2) = \text{TF}(h_c(x_1, y_1)^* \cdot h_c(x_1, y_1))$$

$$H_i(f_x, f_y) = \text{TF}(h_c(x_1, y_1)^*) \times \text{TF}(h_c(x_1, y_1))$$

$$H_i(f_x, f_y) = H_c(f_x, f_y) \times H_c^*(-f_x, -f_y) \quad (\text{produit de convolution})$$

$$H_i(f_x, f_y) = H_c(f_x, f_y) \diamond H_c(f_x, f_y) \quad (\text{produit d'autocorrélation})$$

$H_i(f_x, f_y)$, une fois normée à 1 pour $f_x = f_y = 0$, est la fonction de transfert optique (FTO)

$$\text{FTO} = \frac{H_c \diamond H_c}{\int_{-\infty}^{+\infty} |H_c(x)|^2 dx}$$

Cette expression qui représente la fonction d'autocorrélation de $H_c(f_x, f_y)$ se calcule facilement (cf méthodes de calcul numérique de la FTO).

Propriétés de la FTO:

- Toutes les fréquences spatiales supérieures à $f_c = a / \lambda D$ sont totalement éliminées
- Pour un système dépourvu d'aberrations la FTO n'est jamais négative (pas d'inversion de contraste)
- Les aberrations ont pour effet de diminuer l'amplitude de la FTO qui peut même devenir négative pour certaines fréquences spatiales (inversion de contraste)

Remarques:

- La fréquence de coupure en éclairage incohérent est le double de la fréquence de coupure en éclairage cohérent. Par contre, les fréquences spatiales inférieures à la fréquence de coupure cohérente ne sont plus altérées dans le cas incohérent.
- Il est souvent commode d'introduire la fréquence normalisée $f_n = f / f_c$. Cela revient à étudier un domaine de fréquences compris entre 0 et 1.
- Les fréquences spatiales sont celles du plan image. Si on veut raisonner dans le plan objet, il faut multiplier ces fréquences par le grandissement du système.
- Si le plan d'observation correspond au plan focal image, la fréquence de coupure ne dépend que de la longueur d'onde et du nombre d'ouverture de l'objectif:

$$f_c = 1 / \lambda F \quad \text{avec } F = f' / a \quad \text{nombre d'ouverture. (focale réduite)}$$

IV. FONCTION DE TRANSFERT DE MODULATION (FTM):

Une définition possible de la FTM est donnée par:

$$\text{FTM} = \frac{\text{contraste de l'image en sortie}}{\text{contraste de l'image en entrée}}$$

sachant que le contraste est défini par

$$C = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$$

Le lien avec la FTO peut être établi en supposant que l'intensité de la lumière incidente est modulée ainsi: (problème traité à une dimension)

$$I(x) = 1 + m \cos(2\pi f x) \quad (m \text{ est égale au contraste de l'image en entrée du système})$$

L'image en sortie est donnée par

$$I(x_1) = (1 + m \cos(2\pi f x_1)) \times |h_c(x_1)|^2$$

$$I(x_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} |h_c(x)|^2 dx + m/2 \exp(j2\pi f x_1) \int_{-\infty}^{+\infty} |h_c(x)|^2 \exp(-j2\pi f x) dx + \\ m/2 \exp(-j2\pi f x_1) \int_{-\infty}^{+\infty} |h_c(x)|^2 \exp(j2\pi f x) dx$$

$$I(x_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} |h_c(x)|^2 dx + m/2 [\exp(j2\pi f x_1) H_c \diamond H_c + (\exp(j2\pi f x_1) H_c \diamond H_c)^*]$$

posons $H_c \diamond H_c = |H_c \diamond H_c| \exp(j\varphi)$

il vient:

$$I(x_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} |h_c(x)|^2 dx + m |H_c \diamond H_c| \cos(2\pi f x_1 + \varphi) .$$

Soit

$$I_{\max} = \int_{-\infty}^{+\infty} |h_c(x)|^2 dx + m |H_c \diamond H_c|$$

$$I_{\min} = \int_{-\infty}^{+\infty} |h_c(x)|^2 dx - m |H_c \diamond H_c|$$

on a donc:

$$C_{\text{sortie}} = \frac{m |H_c \diamond H_c|}{\int_{-\infty}^{+\infty} |h_c(x)|^2 dx}$$

avec $C_{\text{entrée}} = m$

soit

$$\text{FTM} = C_{\text{sortie}} / C_{\text{entrée}}$$

$$\text{FTM} = \frac{|H_c \diamond H_c|}{\int_{-\infty}^{+\infty} |h_c(x)|^2 dx} .$$

En appliquant le théorème de Parseval :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |h_c(x)|^2 dx = \int_{-\infty}^{+\infty} |H_c(f_x)|^2 df_x$$

il vient la relation classique :

$$\boxed{\text{FTM} = | \text{FTO} |}$$

En complément , on définit également la fonction de transfert en phase (PTF) comme étant l'argument de la FTO:

$$\boxed{\text{PTF} = \arg (\text{FTO})}$$

V. KEF , LSF ET LIEN AVEC LA FTM:

Définitions:

La Knife Edge Function (KEF) est la représentation de l'intensité de l'image d'un demi-plan opaque (bord de plage) à travers un système optique. On s'intéresse en particulier à l'allure de cette fonction au niveau de la transition noir - blanc.

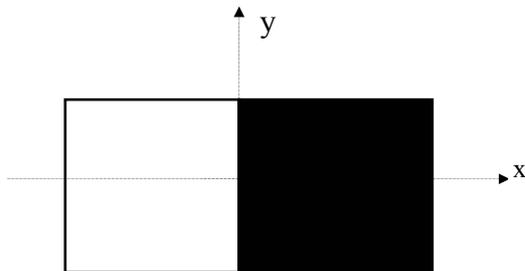


figure A3. bord de plage

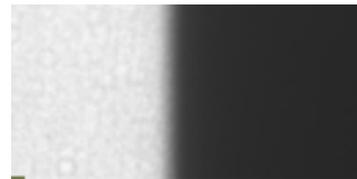


figure A4. image d'un bord de plage (f/ 5.6)

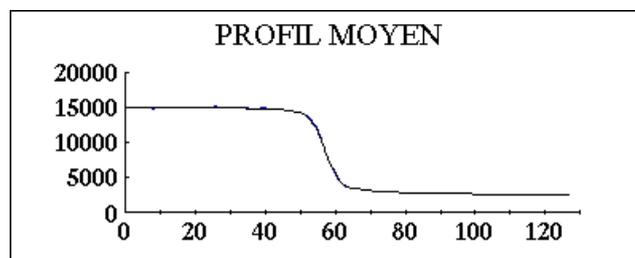


figure A5. KEF correspondante

La Line Spread Function (LSF) est la représentation de l'intensité de l'image d'une fente source infiniment fine à travers un système optique.

Propriétés:

- La LSF s'obtient en sommant suivant une direction la PSF (fente source équivalente à une infinité de points sources répartis suivant une direction).

En prenant le module de la transformée de Fourier de cette LSF on obtient la FTM suivant la direction perpendiculaire à la fente source contenue dans le plan image.

- La KEF s'obtient en sommant suivant une direction la LSF. Ainsi, la FTM peut être obtenue en dérivant la KEF puis en prenant le module de la transformée de Fourier.

VI. LA FONCTION PUPILLAIRE COMPLEXE OU GENERALISEE:

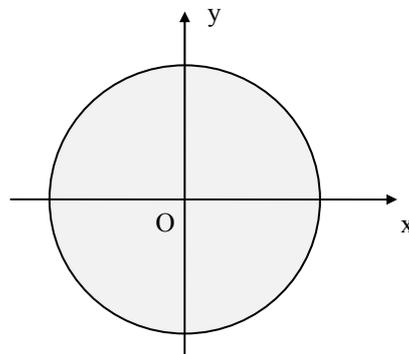


figure A.6 : pupille de sortie de l'objectif

x et y sont désormais les coordonnées dans le plan de la pupille de sortie.

Soit $p(x,y)$ la fonction pupillaire réelle. Cette fonction représente la transmission en amplitude de la lumière en un point M (x,y) de la pupille considérée.

Ainsi, on a:

à l'intérieur de la pupille $0 \leq p(x,y) \leq 1$

à l'extérieur de la pupille $p(x,y) = 0$.

Pour une pupille parfaite, on a $p(x,y) = 1$ ou 0 selon les deux cas ci-dessus.

Pour tenir compte des aberrations , on introduit une fonction plus générale:

$P(x,y) = p(x,y) \exp (j 2\pi W(x,y))$ où W est la fonction d'erreur de front d'onde i.e. le rapport de la différence de chemin optique entre le rayon passant par M et le rayon principal à la longueur d'onde λ .

P est appelée fonction pupillaire généralisée.

Elle permet notamment de calculer la PSF dans un cas très général par la relation

$PSF = h_i(\Delta x , \Delta y) = | TF (P(x,y)) |^2$ Δx et Δy coordonnées (à un coefficient multiplicatif près), centrées sur l'image géométrique, du point d'observation.

VII. LES DIFFERENTES ABERRATIONS :

On définit une fonction d'aberrations $W_a(x,y)$ comprenant tous les termes de $W(x,y)$ correspondant aux aberrations. (W est plus général et comprend notamment les écarts de phase dûs au mauvais alignement des composants) .

Cette fonction représente l'écart de phase normé à 1 entre un rayon passant par le point $M(x,y)$ de la pupille et le rayon principal passant par le centre de la pupille $O(0,0)$.

En interpolant cette fonction avec un polynôme de degré judicieux (1, 2,... selon le degré d'aberrations) en x et y (ou ρ , θ en coordonnées polaires), on obtient les coefficients W_{ij} d'aberrations.

On distingue les:

aberrations du premier ordre:

Distorsion : $W_a = W_{11} x$

aberrations du deuxième ordre:

défocalisation : $W_a = W_{20} (x^2 + y^2)$

astigmatisme primaire d'axe Ox: $W_a = W_{22x} x^2$

astigmatisme primaire d'axe à $\pm 45^\circ$: $W_a = W_{22xy} xy$

aberrations du troisième ordre

coma primaire suivant Ox: $W_a = W_{31}(x^2 + y^2) x$

aberrations du quatrième ordre:

aberration sphérique primaire : $W_a = W_{40} (x^2 + y^2)^2$

Ce type de développement, appliqué aux aberrations de Seidel, est dû à Hamilton.

Définition de l'erreur quadratique d'erreur de front d'onde:

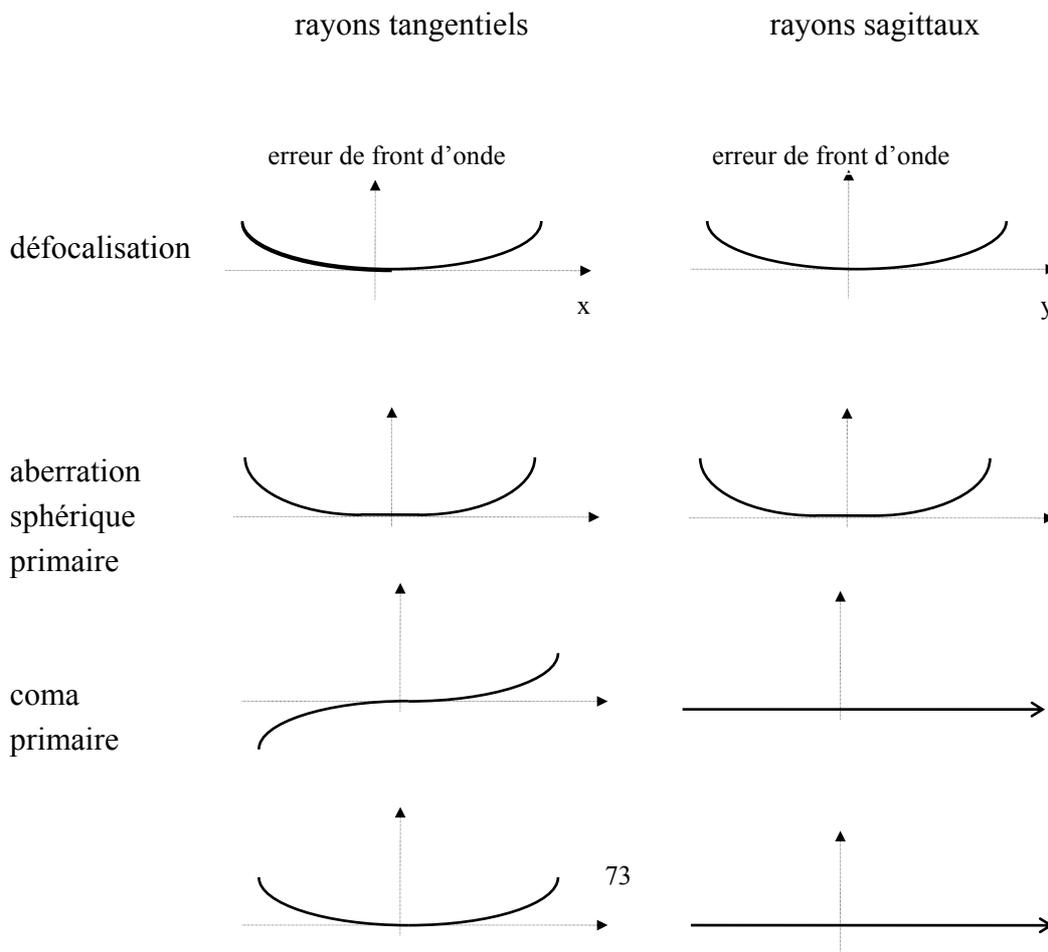
L'erreur quadratique ou valeur efficace de la fonction d'aberration permet de juger globalement de l'importance des aberrations sur la fonction pupillaire généralisée. On la définit logiquement par :

$$\omega = \left(\frac{1}{\pi} \iint_{\text{pupille}} W_a^2(x,y) dx dy \right)^{1/2}$$

Un système optique performant doit avoir une erreur de front d'onde r.m.s (valeur efficace) inférieure à 0.150 .

Représentation graphique de la différence de chemin optique entre le rayon passant par le point M(x,y) de la pupille et le rayon principal pour les principales aberrations:

On distingue la contribution en x (rayon tangential) et la contribution en y (rayon sagittal) pour les aberrations qui ne sont pas à symétrie cylindrique.



Explicitons les premiers polynômes de Zernike :

n	m	n-2m	polynômes de Zernike U_{nm}	représentation monomiale	interprétation
0	0	0	1	1	terme constant
1	0	1	$\rho \sin \theta$	x	distorsion selon x
1	1	-1	$\rho \cos \theta$	y	distorsion selon y
2	0	2	$\rho^2 \sin 2\theta$	2xy	astigmatisme (axes à 45°)
2	1	0	$2\rho^2 - 1$	$-1+2y^2+2x^2$	erreur de mise au point
2	2	-2	$\rho^2 \cos 2\theta$	y^2-x^2	astig.(axes à 0 ou 90 °)
3	0	3	$\rho^3 \sin 3\theta$	$3xy^2-x^3$	
3	1	1	$(3\rho^3 - 2\rho) \sin \theta$	$-2x+3xy^2+3x^3$	coma suivant x
3	2	-1	$(3\rho^3 - 2\rho) \cos \theta$	$-2y+3y^3+3x^2y$	coma suivant y
3	3	-3	$\rho^3 \cos 3\theta$	y^3-3x^2y	
4	0	4	$\rho^4 \sin 4\theta$	$4y^3x-4x^3y$	
4	1	2	$(4\rho^4-3\rho^2) \sin 2\theta$	$-6xy+8y^3x+8x^3y$	
4	2	0	$6\rho^4-6\rho^2+1$	$1-6y^2-6x^2+6y^4+12x^2y^2+6x^4$	1ère aberration sphérique
4	3	-2	$(4\rho^4 - 3\rho^2) \cos 2\theta$	$-3y^2+3x^2+4y^4-4x^2y^2-4x^4$	
4	4	-4	$\rho^4 \cos 4\theta$	$y^4 - 6x^2y^2 + x^4$	

ANNEXE 2 : PROGRAMMES EN VISUAL C++

L'interface avec l'utilisateur, écrite en *Visual Basic 3.0* , appelle si nécessaire les différentes procédures et fonctions regroupées dans une librairie dynamique écrite en *Visual C++ 1.0* .

CONCLUSION

L'un des principaux critères de qualité optique d'un objectif à partir d'images acquises par caméra s'est avéré être la fonction de transfert de modulation. Pour une évaluation globale, on peut estimer la perte de FTM par rapport à la FTM théorique selon un axe quelconque: au delà de 10-20 %, les aberrations sont trop importantes pour pouvoir parler d'un système optique performant.

Néanmoins, cette estimation ne peut être qualifiée de valable que si on s'entoure de certaines précautions: non seulement la connaissance de paramètres comme la taille du pixel de caméra, le grandissement du système, sont indispensables, mais encore faut-il connaître, dans le cas d'un éclairage non strictement monochromatique, la réponse spectrale de l'ensemble source-filtre-caméra.

Le choix entre l'acquisition d'images de points sources et de bords de plage tourne en faveur du premier. En effet, une seule prise de vue d'un point source venant de l'infini permet une analyse spectrale complète dans le plan de Fourier, alors qu'un bord de plage ne permet cette analyse que dans l'axe transversal. De plus, d'autres critères sont alors accessibles comme le Strehl ratio, utile pour comparer des images prises dans les mêmes conditions mais avec une défocalisation variable, ou encore l'énergie encerclée, critère souvent utilisé en astronomie.

Cependant, cette méthode est plus délicate à mettre en oeuvre. L'utilisation d'une caméra CCD à intégration est indispensable, et, pour des images acquises sur un banc de mesures, le choix du trou source doit être étudiée avec soin. D'autre part, on peut rencontrer des problèmes dus aux vibrations du banc lors de poses de longues durée.

RESUME

Le but de ce projet est de créer un logiciel permettant d'analyser la qualité d'un objectif dans la formation des images: l'acquisition par caméra CCD de l'image d'un demi-plan éclairé (bord de plage) ou d'un trou source permet d'estimer certains critères (fonction de transfert de modulation, énergie encerclée, ...).

Nous avons donc, après la reconnaissance de ces critères, mené en parallèle deux types de calculs: d'une part, chaque critère est évalué dans un cas théorique où tous les paramètres du système sont connus, y compris d'éventuelles aberrations, sources d'erreurs de front d'onde. D'autre part, on mesure ces critères pour des images réelles.

La validité des algorithmes utilisés est assurée par le traitement d'images de simulation du télescope Hubble dont on connaît les paramètres de prise de vue ainsi que l'évaluation des critères traités dans ce rapport.

mots clés:

Fonction de Transfert de Modulation, Point Spread Function, Strehl ratio, fonction pupillaire et coefficients d'aberrations.

BIBLIOGRAPHIE

OUVRAGES GENERAUX:

- [1] J.W.GOODMAN, *Introduction à l'optique de Fourier*, Masson (1973)
Fonction de transfert en éclairage cohérent et incohérent; propriétés générales de la FTO, calcul dans le cas d'une pupille carrée ou circulaire; les aberrations et leurs effets sur la réponse fréquentielle: fonction pupillaire généralisée en fonction de l'écart entre la surface d'onde réelle et idéale.
- [2] K.MURATA, *Instruments for the measuring of Optical Transfer Functions*, Progress in Optics ,Vol.5, Wiley (1965)
Méthodes décrites: étude de mires sinusoïdales, de secteurs de disque alternés noir et blanc, analyse d'un bord de plage, méthode d'autocorrélation, utilisation d'un interféromètre de Montgomery et de Tsuruta.
- [3] A.MARION, *Introduction aux techniques de traitement d'images*, Eyrolles (1987)
Comparaison éclairage cohérent-incohérent, FTO et FTM décrites de façon claire.
- [4] M.BORN et E.WOLF, *Principles of Optics*, Pergamon Press, sixième édition (1989)
paragraphe 9.5.2: cas de l'éclairage incohérent:lien entre fonction d'autocorrélation-FTO, exemples de FTM dans le cas d'un défaut de defocus, d'aberrations sphériques du premier ordre, d'astigmatisme primaire.
- [5] J.D.GASKILL, *Linear systems, Fourier Transforms and Optics*, Wiley (1978)
Interprétation de l'imagerie en éclairage incohérent en terme de filtrage: PSF, FTM, LSF, KEF, effet des aberrations.
- [6] J.HAYES, *Fast Fourier Transforms and their applications*, Applied Optics and Optical Engineering, Vol.11, Edité par R.R.Shannon et J.C.Wyant, Academic Press, pp.109-123 (1992)
Calculs de PSF dans le cas d'un système sans aberration, avec coma du troisième ordre.

- [7] W.B.WETHERELL, *The Calculation of Image Quality*, Applied Optics and Optical Engineering, Vol.8, chap.6, ed.R.Shannon, Academic Press, pp.172-315 (1980)
 Aberrations et erreur de front d'onde (coefficients polynômiaux d'aberrations); fonction complexe pupillaire; PSF, énergie encerclée; FTO; méthode de calcul par autocorrélation de la fonction pupillaire, dégradation de la FTM, calcul dans le cas d'obturation centrale.
- [8] W.T.WELDFORD, *Aberrations of optical systems*, ed.Adam Hilger (1987)
 Etude des systèmes non limités par la diffraction, utilité de définir une FTO, formule générale analytique pour le calcul de la FTO, cas de l'approximation de l'optique géométrique (avec aberrations importantes).
- [9] K.IIZUKA, *Engineering Optics*, ed.Springer-Verlag (1987)
 Analyse fréquentielle d'un système optique: fonction de transfert en éclairage cohérent, cohérence spatiale et temporelle, différences entre FTO et FTC, liens entre la FTM (définie par le contraste) et la FTO.
- [10] M.LAUG, *Traitement optique du signal et des images* (cours ENSAE) , Cepadues éditions (1980)
 Fonction de transfert d'un système optique, cas de l'éclairage cohérent et incohérent, relation entre la FTM et le contraste pour une mire carrée et une mire sinusoïdale.
- [11] G.W.STROKE, *An introduction to coherent Optics and holography*, Academic Press, pp.26-37 (1966)
 Formation des images en éclairage incohérent, image d'un point source.
- [12] L.SCHWARTZ, *Réalisation d'un banc automatisé de mesure de FTM*, rapport de projet ENSPM (1992)
- [13] A.M.GOODBODY, *Tables of Optical frequency response for the cases of spherical aberration and coma*, Imperial College of Science & Technology, London (1959)

ARTICLES SPECIALISES:

[14] D.HESHMATY-MANESH et S.C.TAM, *Optical transfer function calculation by Winograd's fast Fourier transform*, Appl.Opt., Vol.21,n°18,pp.3273-3277 (1982)

L'algorithme de Winograd permet de calculer une FFT quatre fois plus rapidement que l'algorithme classique avec la même précision; comparaison du nombre d'additions et de multiplications. Application au calcul de FTM avec aberrations.

[15] H-B.CHUNG, K.H.HONG et S.S.LEE, *Effect of aperture modulation on the MTF of a binocular objective having rotationally symmetric aberrations*, Appl.Opt., Vol.22,n°12, pp.1812-1814 (1983)

Pour les hautes fréquences, la FTM est bien améliorée en positionnant judicieusement un anneau opaque devant l'objectif: cela permet de construire un système dépourvu d'aberration sphérique.

[16] P.MOUROULIS et H.ZHANG, *Visual instrument image quality metrics and the effects of coma and astigmatism*, J.Opt.Soc.Am., Vol.9,n°1,pp.34-41 (1992)

Etude de la FTM en présence d'aberrations du type coma, astigmatisme et combinaison des deux. Comparaison avec les autres critères de qualité d'images: Strehl ratio, variance du front d'onde d'aberration, rayon d'énergie encerclée à 84%; conclusion: l'aire de la FTM entre deux fréquences spatiales s'avère être le meilleur critère pour définir la qualité d'un objectif.

[17] D.L.SNYDER, A.M.HAMMOUD et R.L.WHITE, *Image recovery from data acquired with a charge-coupled-device camera*, J.Opt.Soc.Am., Vol.10,n°5,pp.1014-1023 (1993)

Modèle pour l'acquisition de données par caméra CCD; effets de la PSF, de la réponse non-uniforme en champ nul, courant d'obscurité. Exemple de restauration d'images avec le Hubble Space Telescope.

[18] A.BURALLI et G.M.MORRIS, *Effects of diffractive efficiency on the modulation transfer function of diffractive lenses*, Appl.Opt., Vol.31,n°22,pp.4389-4396 (1992)

Calcul de la FTM dans le cas d'objectifs présentant plusieurs ordres de diffraction; notion d'efficacité de diffraction dans les cas mono et polychromatique.

[19] J.I.GIMLETT, *Modulation transfer function degradation in segmented windows*, Appl.Opt., Vol.31,n°16,pp.2981-2982 (1992)

Le fait d'utiliser un objectif avec une fonction pupillaire constante dans deux demi-plans dégrade la FTM dans le cas monochromatique mais peut permettre, dans le cas polychromatique, d'obtenir sous certaines conditions, un meilleur facteur de contraste

[20] R.R.SHANNON, *Some Recent Advances in the Specification and Assessment of Optical Images*, pp.331-343

[21] M.SUBBARAO, *Optical transfer function of a diffraction-limited system for polychromatic illumination*, Appl.Opt., Vol.29,n°4,pp.554-558 (1990)

Méthode analytique pour le calcul de FTM en éclairage polychromatique: la transmission du filtre étant connue, la FTM est évaluée en interpolant la réponse spectrale du filtre avec un polynôme de degré inférieur à deux; exemple de la pupille humaine.

[22]...W.WITTENSTEIN, J.C.FONTANELLA, A.R.NEWBERY et J.BAARS, *The definition of the OTF and the measurement of aliasing for sampled imaging systems*, Optica Acta, Vol.29,n°1,pp.41-50 (1992)

[23] B.TATIAN, *Asymptotic Expansions for Correcting Truncation Error in Transfer-Function Calculations*, J.Opt.Soc.Am, Vol.61,n°9, pp.1214-1224 (1971)

[24] E.C.YEADON, *A comparison of Two Different Methods of OTF Measurement*, Appl.Opt., Vol.8,n°12, pp.2541-2544 (1969)

[25] S.JOHANSSON et K.PREDKO, *A method for MTF evaluation from the image of a variable slit*, Optica Acta, Vol.23,n°7, pp.549-556 (1976)

[27] V.CARPENTER et R.E.HOPKINS, *Comparison of Three Photoelectrics Methods of Image Evaluation*, J.Opt.Soc.Am, Vol.46,n°9, pp.764-767 (1956)

Présentation et résultats obtenus avec une PSF, une KEF, une mire sinusoïdale: la méthode du bord de plage, tout en donnant de moins bons résultats que la mire, est préférée pour sa facilité de mise en oeuvre.

[28] M.SHAH,S.SARKAR et A.BASURAY, *Evaluation of the optical transfer function from an incoherent image of a sector disc*, Optica Acta, Vol.33,n°10, pp1287-1293 (1986)

Un disque est découpé en n secteurs égaux alternés noirs et blancs. Pour n supérieur à 30, la FTM devient très proche de la la théorie.

[29] H.H.HOPKINS, *the aberration Permissible in Optical Systems*, Proc.Phys.Soc., Vol.70, pp.449-471 (1957)

Etude des effets de défocalisation, d'aberration sphérique, de coma et d'astigmatisme sur la fonction de transfert; tolérance sur les coefficients d'aberration pour un Strehl ratio supérieur à 0.8 .Optimisation des coefficients.

[30] A.M.GOODBODY, *The influence of Spherical Aberration on the Response Function of an Optical System*, Proc.Phys.Soc., Vol.72, pp.411-425 (1958)

[31] D.N.SITTER, J.S.GODDARD and R.K.FERRELL, *Method for the measurement of the MTF of sampled imaging systems from bar-target patterns*, Appl.Opt., Vol.34,n°4, pp.746-750 (1995)

Evaluation de la FTM en utilisant des mires sinusoïdales de différentes périodes spatiales; résultats expérimentaux pour des fréquences horizontales et verticales.

[32] H.H.HOPKINS, *The Numerical Evaluation of the Frequency Response of Optical Systems*, Proc.Phys.Soc., Vol.70, pp.1002-1005 (1957)

Calcul de la réponse fréquentielle par méthode d'autocorrélation en découpant l'aire commune en rectangles de pas égal à 0.05.

[33] H.H.HOPKINS, *The use of diffraction-based criteria of image quality in automatic optical design*, Optica Acta, Vol.13,n°4, pp.343-369 (1966)

[34] V.N.MARHAJAN, *Strehl ratio for primary aberrations: some analytic results for circular and annular pupils*, J.Opt.Soc.Am., Vol.72,n°9, pp.1258-1266 (1982)

[35] M.N.WERNICK et G.M.MORRIS, *Effect of spatial coherence on knife-edge measurements of detector Modulation Transfer Function*, Appl.Opt., Vol.33,n°25, pp.5906-5912 (1994)

Image de bord de plage en éclairage partiellement cohérent;effets du degré de cohérence, de la taille du pixel de CCD (4 μm et 13 μm), et du nombre d'ouverture sur la FTM.

- [36] M.MARCHYWKA et D.G.SOCKER, *Modulation transfer Function measurement technique for small-pixel detectors*, Appl.Opt., Vol.31,n°34, pp.7198-7213 (1992)
Etude de la FTM en éclairage monochromatique pour chaque fréquence choisie en utilisant des franges d'interférences; analyse des facteurs expérimentaux, méthode de lissage, reconstruction de la PRF (pixel response function).
- [37] B.TATIAN, *Interpolation method for one to two dimensional diffraction image functions*, J.Opt.Soc.Am, Vol.8,n°6, pp.994-995 (1991)
Méthode pour obtenir la FTO d'une image en utilisant un CCD de taille finie.
- [38] E.W.MARCHAND, *From Line to Point Spread Function:The General Case*, J.Opt.Soc.Am., Vol.55,n°4, pp.352-354 (1965)
Etude de la Transformée de Fourier d'une fonction dans le cas général puis dans le cas d'une gaussienne.
- [39] J.S.LOOMIS, *Evaluation of optical aberrations in point images*, Appl.Opt., Vol.31,n°13, pp.2211-2222 (1992)
Utilisation des polynômes de Zernike pour l'évaluation de la fonction du front d'onde entaché d'aberrations, analyse de la distribution d'énergie d'un bord de plage, étude de la transition entre optique physique et optique géométrique.
- [40] H.SAFA, *Algorithm for determination of the diffraction focus in the presence of small aberrations*, Appl.Opt., Vol.31,n°13, pp.2229-2233 (1992)
Calcul de la meilleure mise au point pour un système optique comportant de faibles aberrations; application dans le cas de faibles ouvertures.
- [41] J.L.RAYCES, *Least-squares fitting of orthogonal polynomials to the wave-aberration function*, Appl.Opt., Vol.31;n°13, pp.2223-2228 (1992)
Division de la pupille en petites zones dans lesquelles la fonction d'aberration est approximée par les 3 premiers termes d'une série de Taylor. On détermine alors les coefficients des polynômes de Zernike et Legendre.
- [42] R.BARAKAT et B.H.SANDLER, *Determination of the wave-front aberration function from measured values of the point-spread function:a two-dimensional phase retrieval problem*, J.Opt.Soc.Am., Vol.9,n°10, pp.1715-1723 (1992)
Méthode de détermination de la fonction d'aberration à partir d'une mesure bruitée de PSF par minimalisation de la matrice de Jacobi de la fonction d'objectif; exemples de

résultats numériques dans les cas d'aberrations à symétrie angulaire, de défocalisation, d'aberration sphérique du troisième ordre.

[43] A.H.LETTINGTON et Q.H.HONG, *Measurement of the discrete modulation transfer function*, J.Opt.Soc.Am., Vol.40,n°2, pp.203-212 (1993)

Différences entre MTF et DMTF dues à la discrétisation du signal; mesure de la DMTF à partir de de la LSF et d'ondes carrées.

[44] H.S.WONG, *Effect of knife-edge skew on modulation transfer function measurements of charge-coupled device imagers employing a scanning knife edge*, Optical Engineering, Vol.30,n°9, pp.1394-1398 (1991)

Présentation d'une méthode tenant compte d'un éventuel angle entre le bord de plage et les colonnes d'une caméra CCD à intégration dans le cas où le décalage maximal est inférieur à la taille du pixel. Résultats dans le cas d'une rotation de 0.5, 1, 1.5 degrés.

[45] D.DEJAGER, *MTF of Aberration-Free Lens, With or Without Focus Error*, J.Opt.Soc.Am., Vol.70, p1060 (1980)

Méthode de calcul de FTM avec défocus.

CLASSEMENT PAR THEMES:

différences entre éclairage cohérent et incohérent: 1, 3, 9, 10, 35

méthodes de calcul de FTM, PSF,...: 1, 2, 4, 6, 7, 8, 11, 14, 24, 25, 27, 28, 31, 32, 38, 43, 45

étude en éclairage polychromatique: 7, 18, 21

mesures par caméra CCD: 17, 22, 35, 36, 37, 44

influence des aberrations sur la FTM: 4, 5, 7, 8, 13, 15, 23, 29, 30, 39, 40, 41, 42

étude de FTM pour des pupilles non circulaires: 15, 18, 19

critères de jugement de qualité optique d'un objectif: 5, 7, 10, 16, 33, 34