

ÉTIENNE ARTIGAU

OPTIMISATION DE L'IMAGERIE PROFONDE EN ASTRONOMIE

Mémoire

présenté

à la Faculté des études supérieures

de l'Université Laval

pour l'obtention

du grade de Maître ès Sciences (M.Sc.)

Département de physique

FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE

UNIVERSITÉ LAVAL

AVRIL 2000

© Étienne Artigau, 2000



**National Library
of Canada**

**Acquisitions and
Bibliographic Services**

**395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada**

**Bibliothèque nationale
du Canada**

**Acquisitions et
services bibliographiques**

**395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada**

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-51109-X

Canada

Résumé

L'atmosphère terrestre absorbe non seulement la radiation provenant de l'espace, mais elle est aussi source d'émission. Ceci perturbe les observations astronomiques : soit en masquant les objets les plus faibles (tels les galaxies les plus distantes), soit en superposant un spectre parasite aux spectres des objets d'intérêt. Je présenterai d'abord une revue de la littérature sur le spectre de la lumière du fond de ciel. Je poursuivrai en présentant un utilitaire d'optimisation des observations astronomiques, qui permet de prédire le rapport signal-sur-bruit obtenu pour différents objets, observés à travers divers types de filtres, pour un décalage cosmologique variable, et ce, en tenant compte du spectre du fond de ciel et de la contribution lunaire. Finalement, je présenterai les résultats d'observations optimisées en fonction du fond de ciel qui ont été menées à l'Observatoire du mont Mégantic. Ces observations visaient à vérifier certains modèles qui prévoient la présence de galaxies de type magellaniques à sursauts de formation d'étoiles en périphérie d'amas de galaxies à un décalage spectral $z \approx 0,3$.

Jean-René Roy

Étienne Artigau

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier Jean-René Roy qui a su, par la pertinence de ses commentaires et aidé de ses légendaires 'je t'invite à ...', me guider tout au long de ce projet. Merci au fonds de soutien FCAR pour m'avoir accordé une substantielle bourse d'études.

Un bonjour enjoué à tous ceux qui ont animé mes journées en ces lieux austères; mes collègues du groupe d'astro, Stéphanie l'hyperactive, Ed Kinley, Denis la malice, Anne au gilet de chameau, Aniquette, Greg le bon, Steve la brute et fcazzol le truand. Bonjour aussi à ceux qui n'ont pas eu l'heur de choisir l'astrophysique, Dominic et Jacques les débonnaires, Boul l'immodéré et tous ceux dont le nom m'échappe. Je tiens à remercier mes parents pour leur soutien de tous les instants et pour m'avoir fait découvrir l'astronomie, il y a de ça déjà 17 ans! J'envoie les plus coquins bisous à ma Tinamou préférée, Nadia, qui a réussi à me supporter dans toutes mes crises existentielles et qui a su me faire rire aux moments où je ne m'y attendais pas.

Dans le cadre de mon projet de maîtrise j'ai utilisé les outils suivants : le 'Astrophysics Data System Abstract Service', opéré par le 'National Aeronautics and Space Administration'; le logiciel 'Image Reducing and Analysis Facility', écrit et supporté par le 'IRAF Programming Group' et le télescope du mont Mégantic.

Table des matières

Résumé.....	i
Remerciements.....	ii
Table des matières	iii
Liste des figures	v
Liste des tableaux.....	vii
1. Introduction.....	1
1.1. Problématique.....	1
1.2. Quelques programmes d'observations optimisées	4
1.3. Élaboration d'un utilitaire.....	7
1.4. Observations optimisées	7
2. Guide sur la luminosité du fond de ciel	9
2.1. La luminosité du fond de ciel	9
2.2. Le continuum.....	11
2.2.1. La lumière zodiacale.....	11
2.2.2. Émissions thermiques	13
2.2.3. Lumière cosmologique	14
2.2.4. Fluorescence nocturne	14
2.2.5. Contribution lunaire.....	14
2.2.6. Les raies d'émission OH	16
2.2.7. Variations temporelles de la luminosité du fond de ciel	17
2.2.8. La dépendance par rapport à l'altitude	20
2.3. Absorption	23

2.3.1. Diffusion de Rayleigh.....	23
2.3.2. Particules et aérosols	24
2.3.3. L'absorption moléculaire.....	24
2.4. Représentation des spectres	26
2.5. Spectres du fond de ciel.....	27
2.6. Le seeing.....	32
2.7. Point de vue de l'observateur sur le spectre du fond de ciel	32
3. STRIGOPS.....	33
3.1. But de l'utilitaire.....	33
3.1.1. Plan décalage et longueur d'onde centrale	34
3.1.2. Plan bande passante et longueur d'onde centrale.....	37
3.1.3. La contribution lunaire	37
3.1.4. Origine du spectre du fond de ciel.....	39
3.1.5. Origine des spectres de galaxies.....	40
3.1.6. Méthodes de calcul.....	40
3.2. Petit guide d'utilisation de STRIGOPS	41
3.3. Considérations informatiques.....	46
4. Observations optimisées de galaxies à $z \approx 0,28$	47
4.1. Exemple d'observations optimisées	47
4.2. But des observations optimisées.....	49
4.3. La raie [OIII] à $\lambda = 500,7$ nm.....	49
4.4. Instrumentation utilisée	49
4.5. Paramètres observationnels	51
4.6. Résultats prévus à partir de l'atlas spectral de Kennicutt.....	52
4.7. Description des résultats obtenus	55
4.8. Limites de détection et marges d'erreur	60
4.9. Conclusions sur les observations.....	61
5. Conclusions.....	63
5.1. Réflexion sur les limites des télescopes.....	63
Bibliographie	67

Liste des figures

Figure 1.1. Images en B, V, R, I et $\lambda = 819 \text{ nm}$ d'un objet à $z = 5,74$	5
Figure 1.2. Spectre d'un objet à $z = 5,74$	5
Figure 2.1. Lueur nocturne dite 'Gegenschein'	12
Figure 2.2. Contributions typiques à la brillance du ciel diurne dans le visible et l'infrarouge proche.....	13
Figure 2.3. Variations dans la luminosité du ciel au zénith, à San Benito Mountain en V et B.....	18
Figure 2.4. Luminosité du fond de ciel dans deux bandes photométriques.....	19
Figure 2.5. Représentation des dimensions entrant dans l'équation 2.8.....	21
Figure 2.6. Variations de la colonne de gaz pour différentes couches lumineuses de l'atmosphère.....	22
Figure 2.7. Absorption continue pour diverses composantes et transmission totale résultante au zénith au niveau de la mer	25
Figure 2.8. Spectres du fond de ciel de $0,3 \mu\text{m}$ à $20 \mu\text{m}$	28
Figure 2.9. Zone de recouvrement des spectres de Doyon et Dutil	29
Figure 2.10. Écart entre les valeurs maximales et minimales observées par Dutil	29
Figure 2.11. Spectres obtenus par Osterbrock & Martel	30
Figure 2.12. Tous les spectres obtenus dans la région visible du spectre.....	30
Figure 3.1. Les deux plans d'intérêt dans l'analyse de STRIGOPS.....	34
Figure 3.2. Représentation commentée du plan décalage et longueur d'onde centrale.....	35

Figure 3.3. Spectre du fond de ciel dans la bande d'intérêt pour l'analyse faite sur la Figure 3.2	36
Figure 3.4. Spectre de la galaxie NGC 3310	36
Figure 3.5. Représentation commentée du plan bande passante et longueur d'onde centrale.....	38
Figure 3.6. Fenêtre type de l'utilitaire STRIGOPS	42
Figure 3.7. Exemple de l'interface de la fonction <i>moon</i> dans STRIGOPS	46
Figure 4.1. Illustration de l'utilitaire dans le cas d'une observation d'un objet présentant une raie [OIII] à $\lambda = 500,7$ nm à un décalage cosmologique situé entre 0,25 et 0,35.....	48
Figure 4.2. Filtres utilisés dans la recherche de galaxies à sursauts de formation d'étoiles dans les amas [VMF98] 212 et ZwCl 2255.5+2041	50
Figure 4.3. Champ observé dans le filtre 'on'	56
Figure 4.4. Échantillon commenté du champ observé.....	57
Figure 4.5. Distribution des magnitudes des 713 objets observés dans les 2 filtres	58
Figure 4.6. Distribution en magnitude des objets observés	59
Figure 4.7. Distribution des couleurs des 713 objets observés dans les 2 filtres et lissage sur une loi de puissance	60
Figure 5.1. Relation entre le diamètre du télescope utilisé et la limite de détection pour un objet à distance cosmologique	66

Liste des tableaux

Tableau 2.1. Composantes de la lumière du fond de ciel	10
Tableau 2.2. Absorption moyenne dans les différentes bandes photométriques	25
Tableau 2.3. Conditions d'observation des spectres d'Osterbrock & Martel	31
Tableau 3.1. Paramètres observationnels utilisés pour la Figure 3.2	37
Tableau 3.2. Paramètres observationnels utilisés pour la Figure 3.5	39
Tableau 3.3. Paramètres d'entrée pour STRIGOPS	43-44
Tableau 3.4. Paramètres d'entrée pour <i>moon</i>	45
Tableau 4.1. Paramètres observationnels utilisés pour la Figure 4.1	48
Tableau 4.2. Caractéristiques des deux amas observés et paramètres observationnels	51
Tableau 4.3. Couleur des galaxies de l'atlas spectrophotométrique de Kennicutt décalées à $z = 0,280$ et $0,288$	53-54
Tableau 4.4. Représentativité des différences dans le nombre d'objets observés dans chaque filtre	61

Chapitre 1

Introduction

L'astronomie optique et infrarouge a progressé à grands pas au cours du dernier demi-siècle. Le diamètre des plus grands télescopes s'est multiplié par deux, et l'efficacité quantique des instruments par 50. Les télescopes modernes au sol ne sont plus limités par des contraintes intrinsèques, telles une mauvaise qualité optique ou leur émissivité thermique, mais par des contraintes atmosphériques. Pour ce qui est de la résolution spatiale, les contraintes dépendent du domaine de longueur d'onde. Grâce à l'optique adaptative, les télescopes sont aujourd'hui tout près de la limite de diffraction à partir de 2 μm ; pour des longueurs d'onde inférieures, ils sont limités par la turbulence atmosphérique. La limitation principale des observatoires terrestres est due à la luminosité du fond de ciel qui s'ajoute comme un signal parasite qui peut noyer le faible signal des sources astronomiques.

1.1. PROBLÉMATIQUE

Les télescopes spatiaux subissent bien sûr des contraintes, dues au fond de ciel, beaucoup plus faibles que les observatoires terrestres, mais leur coût reste plus élevé d'au moins un ordre de grandeur pour un diamètre équivalent. Toutes les observations ne

pouvant être menées dans l'espace, on doit se servir des observatoires spatiaux pour effectuer des mesures impossibles au sol ou pour compléter les projets des observatoires terrestres, qu'il s'agisse des domaines d'onde inaccessibles aux installations terrestres ou de l'imagerie dans le visible à très haute résolution spatiale. Les astronomes conduisent généralement la grande majorité de leurs observations à partir de télescopes au sol et les complètent parfois par des données spatiales. Les observateurs ont donc intérêt à connaître les limitations des télescopes terrestres et à prévoir leurs plans d'observation en conséquence.

Pour $\lambda < 2.5 \mu\text{m}$, la luminosité du fond de ciel est principalement due à la désexcitation radiative de molécules, principalement OH et H₂O, pendant la nuit. L'intensité de ces émissions diminue tout au long de la nuit avec un temps caractéristique de plusieurs heures; le fond de ciel demeure la principale cause de limitation affectant la magnitude limite, avec les problèmes dus à l'absorption atmosphérique, à l'émissivité thermique de l'atmosphère et des instruments. Pour être rigoureux, il est important de mentionner que ce n'est pas le fait que le fond de ciel soit brillant qui cause un problème, mais bien que le nombre de photons observés, autant en provenance du fond de ciel que de l'objet, correspond à une statistique de Poisson. Même si la luminosité du fond de ciel est bien connue (S photons par pixel), il y a entre chaque pixel d'une image une variation du nombre de comptes avec un écart type de $S^{1/2}$, dans la limite où $S \gg 1$. Ainsi, si le nombre de photons provenant de l'objet (N) est inférieur ou de l'ordre de $S^{1/2}$, l'objet ne sera pas statistiquement différent d'une fluctuation aléatoire de la luminosité du fond de ciel. Bien sûr, si le temps d'intégration t augmente, la détection devient plus facile car N croît comme t et $S^{1/2}$ comme $t^{1/2}$. On doit avoir un temps d'intégration 4 fois plus grand pour un gain de 2 dans le rapport $N/S^{1/2}$, si on néglige les autres sources de bruits comme celle inhérente à la plupart des détecteurs (Léna 1996).

L'équation qui gouverne le rapport signal-sur-bruit (S/B) en imagerie est la suivante, elle est utilisée tout au long du mémoire :

$$S/B = \frac{\eta N t}{\sqrt{\eta N t + \eta p S t + d t + p R_n^2}}, \quad [1.1]$$

où N est le nombre moyen de photons en provenance de l'objet par pixel par unité de temps :

$$N = \int_0^{\infty} s_o(\lambda) f(\lambda) d\lambda. \quad [1.2]$$

On retrouve S , le nombre moyen de photons en provenance du fond de ciel par pixel par unité de temps :

$$S = \int_0^{\infty} s_c(\lambda) f(\lambda) d\lambda. \quad [1.3]$$

Les variables $s_c(\lambda)$ et $s_o(\lambda)$ sont les spectres du fond de ciel et de l'objet respectivement, $f(\lambda)$ est la transmission totale du système, t est la durée de l'exposition, η est l'efficacité du système, p est le nombre de pixels couverts par l'objet, d est le courant noir en faux photons ou électrons (e^-) par unité de temps et R_n est le bruit de lecture du CCD en e^- .

Ce calcul vaut pour un nombre S et $N \gg 1$. On remarque que pour S et R_n de 0, le rapport S/B reste fini, et ce, à cause de la nature statistique du comptage de photons.

Le but de ce mémoire est, entre autres, de présenter aux observateurs un guide de la luminosité du fond de ciel, de ses diverses composantes ainsi que de leurs importances relatives. La luminosité du fond de ciel varie énormément d'un site à l'autre et sur des échelles de temps allant de quelques minutes à la durée du cycle solaire de 11 ans. Il est important que les observateurs soient conscients de la cause de la principale limitation des grands télescopes en imagerie profonde s'ils veulent optimiser leurs observations et définir des stratégies fructueuses.

1.2. QUELQUES PROGRAMMES D'OBSERVATIONS OPTIMISÉES

Différents projets d'imagerie optimisée en fonction du fond de ciel ont été menés à terme dans les dernières années, ce qui a permis d'observer des objets à des décalages spectraux z très élevés (Hu et al. 1999). Deux articles récents (Crampton & Lilly 1999; Stockton 1999) décrivent des observations dans la bande spectrale relativement noire aux environs de 915 nm. Les auteurs ont tenté d'observer des objets dont le décalage cosmologique amène la raie d'émission Ly α dans cette région du spectre, ce qui équivaudrait à $z \approx 6,5$. Ce décalage spectral (z) est dû à l'expansion de l'Univers depuis l'émission du photon; l'espace s'étant étiré lors du trajet du photon, la longueur d'onde de celui-ci se trouve allongée; il ne s'agit pas d'un effet Doppler. Deux phénomènes facilitent l'identification d'objets à de tels décalages observés dans la raie Ly α . La largeur équivalente¹ et à demi-hauteur d'une raie est multipliée par un facteur $(1+z)$. Ensuite, le continuum d'émission d'un objet à des longueurs d'onde supérieures à celle de la raie Ly α est normalement plus brillant que celui observé à des longueurs d'onde inférieures, et le spectre de l'objet revêt une forme caractéristique en marche d'escalier visible même à basse résolution. Un des objets les plus lointains connus avec certitude a été détecté par Hu et al. (1999) par imagerie dans une fenêtre spectrale à 818,5 nm. Ceux-ci ont imagé un champ à travers des filtres B, V, R, I et à 818,5 nm ayant une largeur de bande de 10,5 nm, avec le télescope Keck II. Ils ont identifié un objet visible à 818,5 nm (**Figure 1.1**), mais invisible en B, V et R. L'objet a aussi été identifié en I, où il est visible, mais avec une luminosité moindre qu'à 818,5 nm. La spectroscopie à basse résolution de l'objet dans l'intervalle 600 nm à 940 nm a permis de confirmer la nature en forme de marche d'escalier de son spectre. Le flux en Ly α (**Figure 1.2**) permet de penser que l'on a, en l'absence d'absorption au niveau de la source, un taux de formation d'étoiles de l'ordre de $40 M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ (Hu et al. 1999).

¹ La largeur équivalente d'une raie varie en fonction de z car la raie elle-même se trouve à s'étendre sur un plus long intervalle de longueur d'onde tandis que le continuum auquel on la compare ne change pas d'amplitude par rapport à la raie.

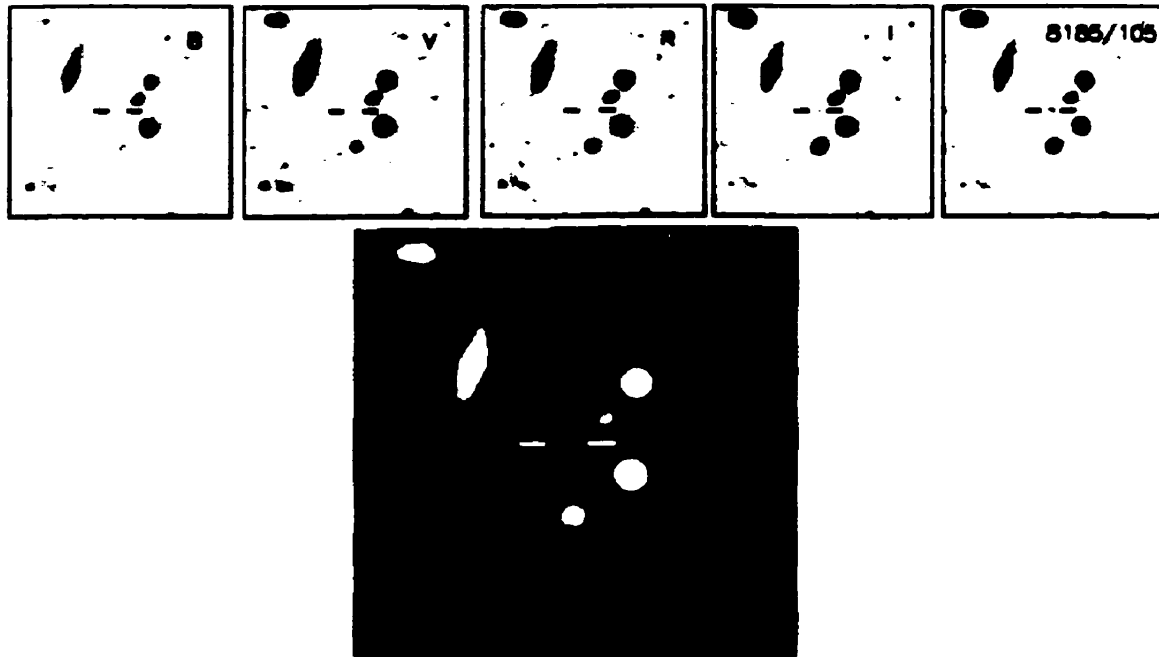


Figure 1.1. Images en B, V, R, I et $\lambda = 819 \text{ nm}$ d'un objet à $z = 5,74$. Dans l'image couleur de cet objet, on voit aisément qu'il s'agit d'un objet particulièrement rouge.

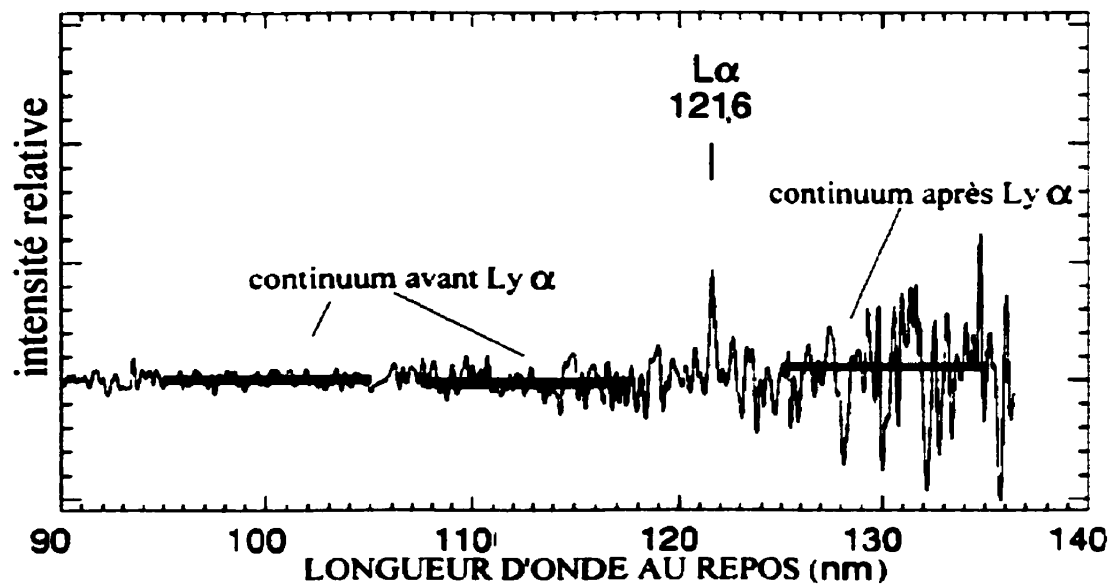


Figure 1.2. Spectre d'un objet à $z = 5,74$ (Hu et al. 1999).

Dans un travail exploratoire mené au Télescope Canada France Hawaii (CFHT), Crampton & Lilly (1999) ont observé un champ relativement dépourvu d'étoiles proches à l'aide d'un grisme et d'un filtre centré sur la fenêtre du spectre d'émission de l'atmosphère à 915 nm. Ils ont employé un filtre à bande étroite avec une largeur de bande de 30 nm centré sur cette fenêtre. Ils ont ainsi pu obtenir des spectres à basse résolution (2,5 nm), sur cette étroite bande spectrale, ce qui est suffisant pour identifier un objet avec une forte raie d'émission et pour déterminer la largeur équivalente de cette raie. Ils ont ainsi pu observer plusieurs dizaines d'objets présentant une forte raie d'émission dont certains ont une largeur de raie supérieure à 10 nm, et qui pourraient bien être des galaxies à $z \approx 6,5$ (Crampton & Lilly 1999).

Stockton (1999) utilise une technique un peu différente pour identifier des objets dont les raies d'émission tombent dans la fenêtre spectrale à 915 nm. Il emploie deux filtres centrés sur cette bande spectrale, l'un ayant une bande passante de 27,4 nm et l'autre une bande passante 5 fois plus large. Un objet ayant un spectre à peu près plat sera 5 fois plus brillant dans le filtre le plus large, mais une source émettant la plus grande partie de son flux dans une seule raie sera aussi brillant dans un filtre que dans l'autre. Un suivi spectroscopique des objets les plus prometteurs a été fait à travers le filtre le plus étroit, et plusieurs candidats sources à $z \approx 6,5$ ont été identifiées. Ces objets peuvent aussi être des sources plus rapprochées dont on aurait observé la raie $H\alpha$ dans des galaxies naines de faible métallicité ou $H\beta$ dans des galaxies à sursauts de formation d'étoiles. Des suivis spectroscopiques sur une bande plus large seront nécessaires pour confirmer l'identification de ces galaxies à $z \approx 6,5$ (Crampton & Lilly 1999).

Il est intéressant de noter qu'il existe d'autres valeurs de décalage pour lesquelles la raie $Ly\alpha$ pourrait être observable dans les bandes J et H, soit à $z \approx 7,7; 8,7; 9,3; 11,9$ et $13,4$. Pour obtenir des détections d'objets à des décalages si élevés, une nouvelle génération de télescopes sera probablement nécessaire puisque les observations pour des z

≈ 5 ou 6 poussent déjà la génération des télescopes de 8-10 m à ses limites. Pour une discussion plus poussée à ce sujet, voir la conclusion.

1.3. ÉLABORATION D'UN UTILITAIRE

Mon but est de fournir aux observateurs un outil de modélisation de la contribution lumineuse du fond de ciel et de ses conséquences sur le rapport S/B atteint. L'utilitaire que j'ai élaboré (STRIGOPS) sera inséré dans un logiciel plus vaste qui permettra à un observateur de préparer ses observations, de choisir ses étoiles guides pour l'optique adaptative et d'estimer le rapport S/B auquel il peut s'attendre pour une observation en imagerie ou en spectroscopie avec une estimation réaliste de la lumière parasite du fond de ciel. STRIGOPS permet d'aborder le problème du fond de ciel selon différentes approches. Il permet d'estimer, pour l'imagerie, avec un type de galaxie donné et à un décalage spectral cosmologique donné, le rapport S/B en fonction de la largeur de filtre utilisé et de la position centrale de la bande passante. La contribution lunaire est ajoutée si la Lune est levée au moment de l'observation. L'utilitaire permet aussi de représenter graphiquement, en fonction du décalage cosmologique et de la position de la bande passante utilisée, la valeur du rapport S/B obtenu. Ceci permet d'identifier aisément les valeurs de décalage pour lesquelles les raies d'émission de l'objet se retrouvent aux mêmes plages de longueur d'onde que les 'fenêtres noires' de l'émission de l'atmosphère.

1.4. OBSERVATIONS OPTIMISÉES

Ce projet ne serait pas complet sans observations d'imagerie profonde optimisées par rapport au fond de ciel. J'ai tenté d'identifier des galaxies à sursauts de formation d'étoiles situées à un décalage tel que de fortes raies d'émissions se syntonisent à une région du spectre relativement dépourvue de raies d'émission atmosphériques. La détermination des conditions optimales d'observation est facilitée par STRIGOPS qui permet de déterminer les décalages pour lesquels les raies d'émissions d'un objet donné tombent

dans des fenêtres spectrales et de choisir les filtres qui permettent d'obtenir le meilleur rapport S/B. Martin (2000) prédit la présence de telles galaxies en périphérie des amas de galaxies pour $z \approx 0,3$. Je consacrerai un chapitre à une telle exploration que j'ai effectuée à l'Observatoire du mont Mégantic (OMM). Je propose d'abord un survol des mécanismes d'émission lumineuse de notre atmosphère.

Chapitre 2

Guide sur la luminosité du fond de ciel

2.1. LA LUMINOSITÉ DU FOND DE CIEL

Avant de décrire les observations optimisées que j'ai réalisées ainsi que l'utilitaire STRIGOPS, il importe de décrire les différentes composantes de la luminosité du fond de ciel ainsi que ses variations. Le **Tableau 2.1** en résume les différentes composantes et donne le système de coordonnées qui décrit le mieux la distribution de la luminosité du fond de ciel due à chaque composante. La nature physique du phénomène en cause est ensuite décrite très succinctement. Finalement, je donne une valeur typique de la luminosité du phénomène en unité de S_{10} . Un S_{10} est la luminosité de surface équivalente à 1 étoile de magnitude 10 par degré carré. Il s'agit d'une unité courante dans la littérature sur la luminosité du fond de ciel (de Vaucouleurs 1949; Roach & Gordon 1973).

Dans le **Tableau 2.1**, le symbole α représente la phase de la Lune ($\alpha = 0^\circ$ à la nouvelle Lune), ρ représente la distance angulaire entre la Lune et le champ observé, Z est la distance angulaire entre le champ observé et le zénith, Z_{Lune} est la distance angulaire entre la Lune et le zénith, B est la luminosité du fond de ciel due à la Lune.

Tableau 2.1. Composantes de la lumière du fond de ciel (Roach & Gordon 1973).

Composante	Fonction de ...		Origine physique	Valeur typique de la luminosité dans la bande V
	Position	Autre		
Lumière stellaire intégrée	Coordonnées galactiques		Etoiles non résolues de notre galaxie.	$V^2 > 5 : 28 S_{10}$ $V > 15 : 2,6 S_{10}$ $V > 20 : 0,15 S_{10}$
Lumière zodiacale	Coordonnées écliptiques, angle par rapport au Soleil		Lumière solaire diffusée par la poussière interplanétaire.	Max : $117 S_{10}$
Nightglow (luminescence atmosphérique nocturne)	Altitude et azimuth	Heure, latitude géographique, activité solaire, altitude	Excitation photo-chimique de molécules dans la haute atmosphère.	$50 S_{10}$
Aurores polaires	Latitude magnétique	Saison, activité solaire et magnétique, longueur d'onde	Excitation de molécules et d'atomes par des particules énergétiques.	
Lumière galactique diffuse	Longitude et latitude galactiques		Diffusion de la lumière stellaire par des particules interstellaires.	$9 S_{10}$ (estimé)
Lumière cosmologique	Longitude et latitude galactiques	Modèle cosmologique		$0,9 S_{10}$
Contribution lunaire	Présence de la Lune, α , Z , ρ , Z_{Lune}	Aérosols	Diffusion de la lumière lunaire par les molécules et particules atmosphériques.	$B = 376 S_{10}$ si $\alpha = 90^\circ$, $Z = 0^\circ$, $\rho = Z_{Lune} = 60^\circ$

² Lumière du fond de ciel due aux étoiles moins brillantes que la magnitude donnée.

2.2. LE CONTINUUM

Les raies d'émission du spectre atmosphérique terrestre ont à peu près toutes été identifiées; on ne peut pas en dire autant de la partie continue du spectre dont l'origine reste mal connue. Le continuum semble avoir trois sources principales, soit la lumière zodiacale, les émissions thermiques du télescope et de l'atmosphère ainsi que le 'nightglow'. Ces trois composantes ont des importances comparables dans l'infrarouge proche, ce qui vient compliquer la modélisation de cette composante du spectre.

2.2.1. LA LUMIÈRE ZODIACALE

Dans des conditions d'observation idéales, i.e. sans Lune ni aurore polaire, la lumière zodiacale est la source la plus brillante de luminosité du fond de ciel. À son plus brillant dans le ciel nocturne³, la lumière zodiacale peut avoir une luminosité de surface de 2 à 3 fois supérieure à celle de la Voie Lactée en direction du cœur galactique. À son minimum, elle a une luminosité de surface de 2 à 3 fois supérieure à celle des étoiles non résolues aux pôles galactiques (Roach & Gordon 1973). La lumière zodiacale est souvent sous-estimée par les observateurs pour trois raisons. Tout d'abord, la lumière zodiacale est plus aisément vue dans la direction où le Soleil vient de se coucher ou dans la direction où il se lève, ce qui peut porter à confusion avec les lueurs de l'aurore. Ensuite, cette lueur est plus forte près de l'horizon, ce qui peut porter à confusion avec la pollution lumineuse due aux villes. Finalement, à nos latitudes, le plan du système solaire présente une faible inclinaison avec l'horizon, et la lumière zodiacale monte donc beaucoup moins haut que dans le ciel des tropiques.

On ne connaît presque rien du spectre de la lumière zodiacale entre 1 μm et 2,5 μm . Contrairement à ce qui a été supposé dans de nombreuses sources, le spectre de la lumière zodiacale n'est pas un spectre solaire (Noda et al. 1992). À 2 μm , la luminosité est deux

³ L'endroit où la lumière zodiacale est la plus brillante est directement dans la direction du Soleil.

fois ce que l'on pourrait extrapoler à partir d'un spectre solaire ajusté sur la luminosité dans le visible. Un modèle simple est proposé (Léna 1996) pour décrire le spectre de la lumière zodiacale. Il s'agit d'une superposition de deux spectres de corps noir, l'un à une température de $T = 6000$ K, qui est dû à la lumière solaire diffusée, et l'autre à $T = 235$ K, ce qui correspond à la température des grains ou, indifféremment, à un corps gris à 164 K dont l'émissivité varie en λ^{-1} .

Découvert à la fin du 19^e siècle, le 'Gegenschein', plus faible que la lumière zodiacale, paraît à l'opposé de cette dernière dans le ciel (voir Figure 2.1). Cette augmentation de la luminosité du fond de ciel n'est que de 20% au maximum, et ce, quand la direction anti-solaire est éloignée du plan galactique, c'est-à-dire en septembre, octobre, novembre, février, mars et avril. La dimension angulaire du Gegenschein est de 8° de long par 6° de large et ne représente que 1/15 à 1/30 de luminosité de la lumière zodiacale (Wimmer 1984).



Figure 2.1. Lueur nocturne dite 'Gegenschein'. Ce cliché, obtenu avec un appareil de type 'fish-eye' montre le 'Gegenschein' en forme de fuseau, visible entre la Voie Lactée et l'horizon. (Cliché de Shōhei Suyama.)

2.2.2. ÉMISSIONS THERMIQUES

Les émissions thermiques ont trois sources principales : l'émission du télescope, celle des instruments et celle de l'atmosphère. Le spectre d'émission des télescopes correspond à celui d'un corps gris, avec une émissivité de l'ordre de 30% à 40%, mais il peut être de l'ordre de 3% si le télescope est optimisé, comme le sont les télescopes Gemini. La contribution des instruments est celle qui peut le plus facilement être contrôlée car ceux-ci peuvent être refroidis. La composante thermique du spectre d'émission atmosphérique devient importante au-delà de $2,35 \mu\text{m}$ (**Figure 2.2**).

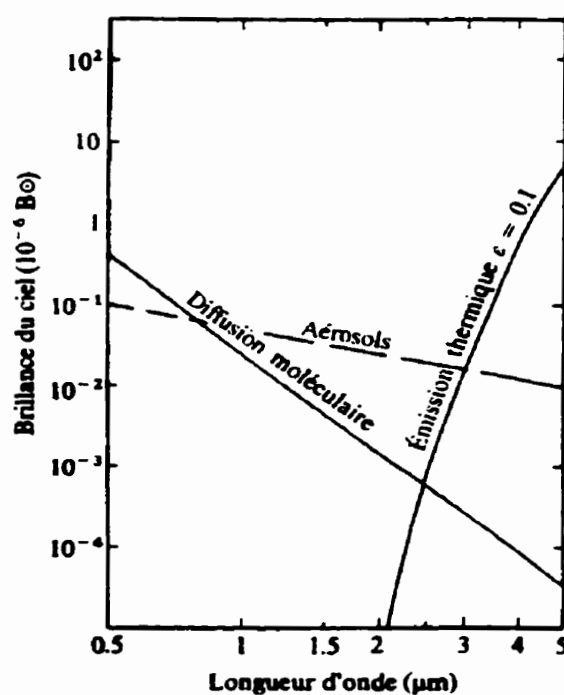


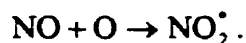
Figure 2.2. Contributions typiques à la brillance du fond de ciel diurne dans le visible et l'infrarouge proche. On remarquera qu'à partir de $2,35 \mu\text{m}$ la contribution de l'émission thermique domine, ce qui implique que l'on peut observer indifféremment de jour ou de nuit (Léna 1996). La brillance du fond de ciel est donnée en fonction de la luminosité du disque solaire ($B_{\odot} = 0,47 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$).

2.2.3. LUMIÈRE COSMOLOGIQUE

Pour un observatoire au sol, la luminosité du fond de ciel d'origine cosmologique n'est pas une source de problèmes. Elle serait cependant l'une des seules contributions pour un observatoire spatial situé en dehors du plan de l'écliptique, et observant vers les pôles galactiques. La détermination de la composante de la lumière cosmologique est un travail difficile, même à partir de l'espace; l'observateur ne devrait donc pas s'en préoccuper lors d'une mission d'imagerie dans le visible ou l'infrarouge proche. Une seule revue exhaustive des mesures de la lumière de fond d'origine cosmologique, sur l'ensemble du spectre électromagnétique, a été publiée (Henry 1999), et il subsiste encore de grandes incertitudes.

2.2.4. FLUORESCENCE NOCTURNE

Il s'agit de la plus importante contribution au continuum du spectre du fond de ciel. La fluorescence atmosphérique est mal comprise, surtout à plus de 1 μm . La réaction suivante impliquant de l'azote et de l'oxygène est la principale source du continuum jusqu'à 0,7 μm :



Deux valeurs sont mentionnées pour le continuum infrarouge de la fluorescence nocturne, soit 1,7 R/Å à 1,0612 μm et $29,0 \pm 0,8$ R/Å à 1,665 μm (Content 1993), où R est le nombre de Rayleigh (émissions de photons $\times 10^6 \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$).

2.2.5. CONTRIBUTION LUNAIRE

Lorsque la Lune est présente au-dessus de l'horizon, le continuum dû à la lumière diffusée par la Lune domine le spectre d'émission de l'atmosphère dans le visible. Le spectre superposé à celui du fond de ciel par la Lune suit, en première approximation, celui d'un corps noir à 6000 K multiplié par un facteur en λ^{-4} . La luminosité due à la Lune

(Krisciunas & Schaefer 1991) dépend de quatre angles : l'angle Lune-Soleil (ou la phase lunaire), l'angle Lune-horizon, l'altitude de l'objet et l'angle Lune-objet. Il existe un modèle simple de cette luminosité qui permet de rendre compte des observations, avec une marge d'erreur de 8% à 23%. Les déviations ne sont probablement pas systématiques et résultent sans doute de variations du coefficient d'absorption de l'atmosphère ou de fluctuations des émissions OH.

Un modèle simple (Krisciunas & Schaefer 1991) permet de calculer la luminosité due à la Lune qui suit la relation donnée ci-dessous. La démonstration est relativement élémentaire, mais demande quelques pages de calculs. Le lecteur intéressé est invité à consulter la référence originale. Les relations à retenir sont les suivantes :

$$I = 10^{-0,4(3,84+0,026|a|+4 \times 10^{-9} a^4)} 10^{-0,4kX(Z_{Lune})}, \quad [2.1]$$

$$f(\rho) = 10^{5,36} (1,06 + \cos(\rho^2)) + 10^{6,15 - \frac{\rho}{40}}, \quad [2.2]$$

$$X(Z) = \frac{1}{\sqrt{1 - 0,96 \sin(Z)^2}}, \quad [2.3]$$

$$B_{Lune} = 3,802 f(\rho) I (1 - 10^{-0,4kX(Z)}), \quad [2.4]$$

$$\Delta V = -2,5 \log\left(\frac{B_{Lune} + B_0(Z)}{B_0(Z)}\right), \quad [2.5]$$

où I est la luminosité de la Lune vue à travers l'atmosphère, $f(\rho)$ est la fonction de diffusion, $X(Z)$ est la masse d'air en fonction de l'altitude Z du champ observé, k est le coefficient d'absorption de l'atmosphère, ΔV est la variation de luminosité du fond de ciel dans la bande V , en mag arcsec⁻², $B_0(Z)$ est la luminosité du fond de ciel avant la contribution lunaire en fonction de l'altitude du champ observé et B_{Lune} est la luminosité du fond de ciel due à la Lune⁴, toutes deux exprimées en S_{10} .

⁴ Le terme 3,802 dans l'équation 2.4 n'est pas présent dans l'article original. C'est le facteur de conversion 10^{-9} Lambert $\rightarrow S_{10}$, où π Lambert = 1 cd m⁻²

Ce modèle présente différentes limitations, mais aucune d'entre elles ne vient affecter son réalisme. Les variations naturelles de la luminosité du fond de ciel sont bien plus grandes que les corrections nécessaires. Notons simplement que :

- Dans le calcul de B_0 , on suppose que l'absorption a lieu entre nous et la source d'émission, alors qu'en pratique, les deux ont lieu dans le même milieu. On surestime donc l'absorption.
- On ne tient pas compte de la courbure de la Terre.
- La lumière n'est diffusée qu'une fois dans le modèle. En réalité, il y a une portion faible, mais non négligeable, de la lumière qui est diffusée plusieurs fois.
- L'albédo de la Lune n'est pas uniforme, un premier quartier est un peu plus brillant qu'un dernier quartier.
- L'albédo de la Lune dépend de l'angle d'incidence de la lumière solaire. Quand la Lune est pleine, $|\alpha| < 7^\circ$, il faut multiplier B_{Lune} par un facteur allant de 1,00 à 1,35.
- La phase de la Lune ainsi que la réfraction atmosphérique font que la distance angulaire entre le centroïde de lumière de la Lune et le champ peuvent différer de $0,5^\circ$ de l'angle entre le centre de la Lune et le champ.
- L'orbite lunaire est assez excentrique et l'angle solide soutenu par la Lune peut varier de 25%, causant une variation maximale de 0,12 magnitude dans la bande V.

2.2.6. LES RAIES D'ÉMISSION OH

Parmi les molécules de l'atmosphère terrestre, la molécules OH est celle qui contribue le plus aux raies d'émission infrarouge proche⁵. Cette molécule se désexcite radiativement selon la réaction $O_3 + H \rightarrow OH^* + O_2$.

Cette réaction peuple surtout les états vibrationnels $6 \leq v \leq 9$; la réaction n'a pas assez d'énergie pour peupler les états vibrationnels supérieurs, et les états de v inférieurs

⁵ Pour une liste exhaustive des raies d'émission OH, voir le site WEB suivant : <http://www.eso.org/instruments/isaac/oh/index.html>.

seront surtout peuplés par relaxation radiative en cascade. Les temps caractéristiques de radiation dans la cascade sont de l'ordre de 0,05 s, ce qui donne des raies d'émission particulièrement étroites. En plus de la désexcitation radiative, on observe aussi une dépopulation du radical d'hydroxyle qui est due à la réaction $\text{OH}^* + \text{O} \rightarrow \text{H} + \text{O}_2$.

On croit que cette réaction crée des molécules de O_2 dans un état excité, et qu'elle contribue à la raie $[\text{O}_2]$ à 1,27 μm . On a noté une certaine corrélation entre les émissions OH et cette raie de l'oxygène (Ramsay, Mountain & Geballe 1992).

La région où les raies OH sont émises est bien délimitée; elle se trouve à une altitude de $86,2 \pm 2,6$ km et a une épaisseur de $8,6 \pm 3,1$ km (Content 1993). L'épaisseur effective de la couche émettrice de raies OH le long d'une ligne de visée ne varie pas en fonction de l'altitude de la même façon que la masse d'air.

2.2.7. VARIATIONS TEMPORELLES DE LA LUMINOSITÉ DU FOND DE CIEL

Pour optimiser les observations astronomiques, il peut-être pertinent de connaître la variation temporelle de la luminosité atmosphérique et de ses différentes composantes. Les émissions OH, qui sont dues à la présence d'une molécule créée durant la journée, ne peuvent que décroître au cours de la nuit, parce que les molécules de O_3 se font de plus en plus rares.

Deux articles (Ramsay, Mountain & Geballe 1992; Content 1993) mentionnent une diminution typique de l'intensité des raies d'émission au cours d'une nuit par un facteur 2 à 3. Ces données permettent de supposer un temps typique de décroissance⁶ en intensité de l'ordre de 12 heures. Elles concordent avec les observations de Walker (1987) qui a mesuré des variations de magnitude en V et en B de 0,4 mag durant la première moitié de la nuit (voir la **Figure 2.3**).

⁶ Pour passer d'une intensité I_{max} à $I_{\text{max}}e^{-t}$.

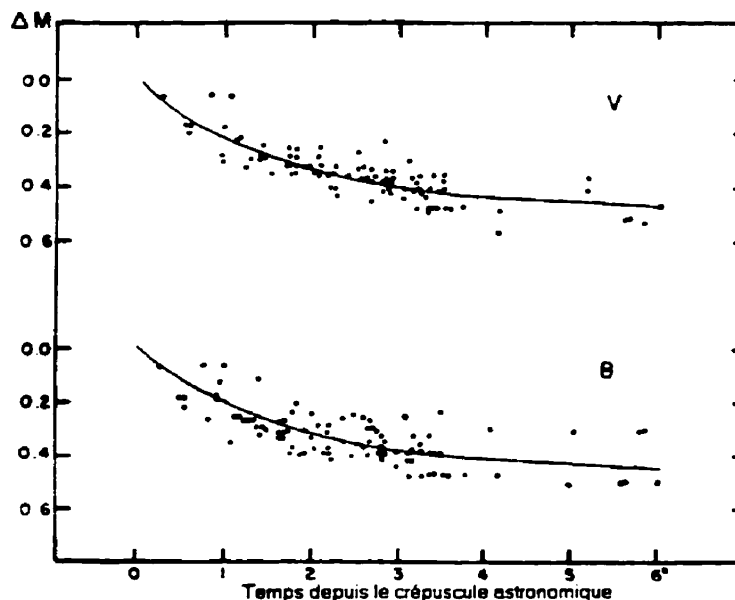


Figure 2.3. *Variation dans la luminosité du ciel au zénith, à San Benito Mountain en V et B (Walker 1987).*

Superposées à ces variations sur des périodes de l'ordre d'une nuit, les raies OH varient en intensité de 10 à 15%, sur des périodes de 10 à 15 minutes. Ces variations semblent être dues à des ondes de gravité⁷, similaires à des vagues, qui se propagent dans l'atmosphère terrestre. Les émissions de raies OH sont fortement dépendantes de la température des hautes couches de l'atmosphère, ce qui crée une dépendance par rapport à la saison et à la latitude du site d'observation.

Des raies d'émission autres que celles de OH existent dans le spectre visible et infrarouge proche, dont celles de O₂, CO₂, Hg et N₂. Elles sont assez faibles pour être négligées et sont auto-absorbantes, sauf la raie O₂ à 1,269 μm (Content 1993). Ces raies ont des demi-vies de l'ordre de 1 h. Il est intéressant de constater que selon certaines

⁷ Par opposition à des ondes de compression.

sources bibliographiques ces raies sont à peu près invisibles, tandis que selon d'autres elles sont des éléments importants du spectre d'émission du fond de ciel.

L'activité solaire a une certaine influence sur la luminosité du fond de ciel. Les aurores polaires sont plus fréquentes durant les périodes de maxima solaires. Une variation de $\Delta V = 0,7$ mag et $\Delta B = 0,7$ mag entre les maxima et les minima d'activité solaire a été observée (Walker 1987).

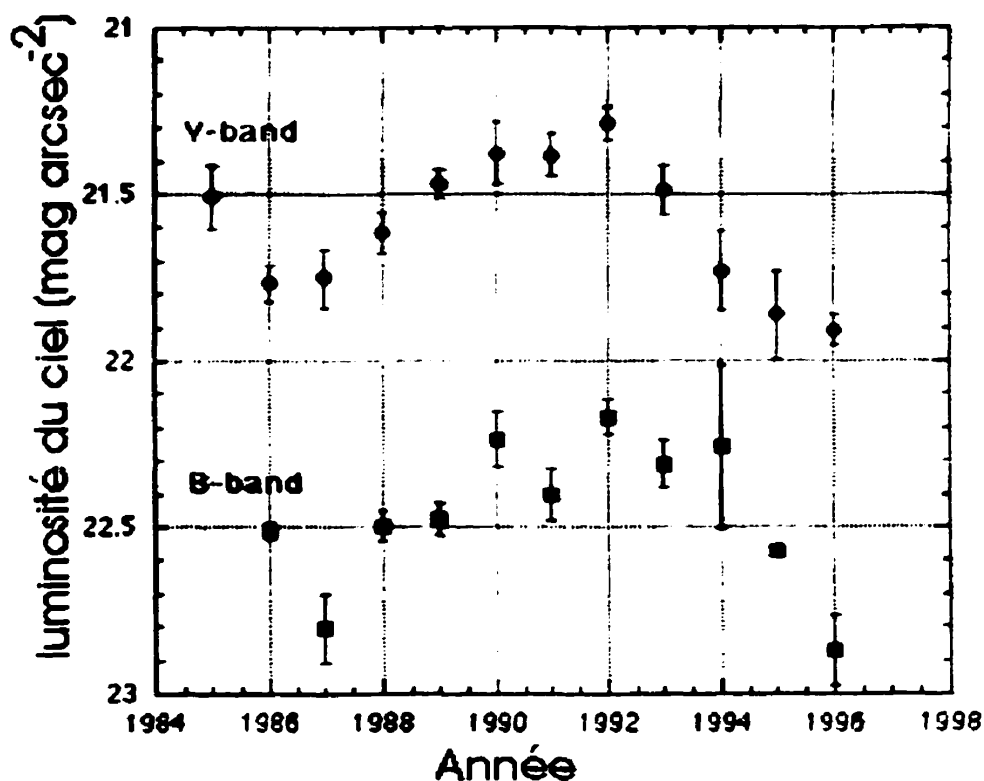


Figure 2.4. Luminosité du fond de ciel dans deux bandes photométriques. On remarquera la dépendance envers la phase du cycle solaire, qui a atteint son maximum en 1990 et 1991 et ses minima en 1985 et 1996 (Krisciunas 1997).

Une régression des valeurs utilisées dans la **Figure 2.4** en fonction des émissions du Soleil à 10,7 cm a permis d'obtenir la relation empirique suivante (Krisciunas 1997) :

$$B_{zen} = (178,79 \pm 10,59) + (0,7677 \pm 0,0844) \times (\text{flux solaire à } 10,7 \text{ cm}), \quad [2.6]$$

où B_{zen} est la luminosité moyenne au zénith dans la bande V en S_{10} et le flux solaire est donné en $10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

Il est intéressant de noter que comme la couleur B–V ne change pas au cours du cycle solaire (Krisciunas 1997) on peut formuler une loi semblable pour la luminosité du fond de ciel dans la bande B. Comme cette variation de la luminosité moyenne du fond de ciel est due à des phénomènes qui se produisent à haute altitude et qui sont omniprésents, Krisciunas (1997) avance qu'on devrait retrouver une dépendance semblable à l'équation 2.6 pour tous les sites astronomiques du monde.

2.2.8. LA DÉPENDANCE PAR RAPPORT À L'ALTITUDE

Tout observateur ou naturaliste observateur aura remarqué que la couleur du ciel diurne a une forte dépendance par rapport à l'altitude⁸ de la ligne de visée. Par beau temps, l'horizon a une teinte laiteuse tandis que le zénith est d'un bleu beaucoup plus franc. La luminosité du fond de ciel nocturne présente bien sûr de telles variations. On peut faire une estimation de la dépendance de la luminosité du fond de ciel nocturne selon l'altitude de la façon décrite ci-dessous (Krisciunas & Schaefer 1991). Si l'atmosphère était une source parfaitement transparente, la luminosité du fond de ciel serait linéairement proportionnelle à la *masse d'air* (X) sur la ligne de visée. Cependant, il y a une certaine extinction, notée k , exprimé en magnitude par masse d'air. En première approximation, on peut estimer que tout est émis à 'l'extérieur' de l'atmosphère et que la lumière est absorbée par la masse d'air. On se retrouve avec une absorption $\Delta mag = (100^{0.2})^{kX}$. Le **Tableau 2.2** donne les absorptions atmosphériques typiques du Mauna Kea.

⁸ Ici, le terme altitude est utilisé dans le sens d'une distance angulaire par rapport au zénith, comme dans l'expression alt-azimutal.

Par comparaison avec B_{zen} , on a une absorption de $(100^{0.2})^{-k(X-1)}$, car au zénith $X=1$, finalement :

$$B_0(Z) = B_{zen} 10^{-0.4k(X-1)} \frac{1}{\sqrt{1-0,96 \sin(Z)}}. \quad [2.7]$$

On remarque que pour des masses d'air allant jusqu'à $X = 2$ (60° du zénith), le premier terme reste près de l'unité (0,89) et l'atmosphère se comporte comme une source optiquement mince.

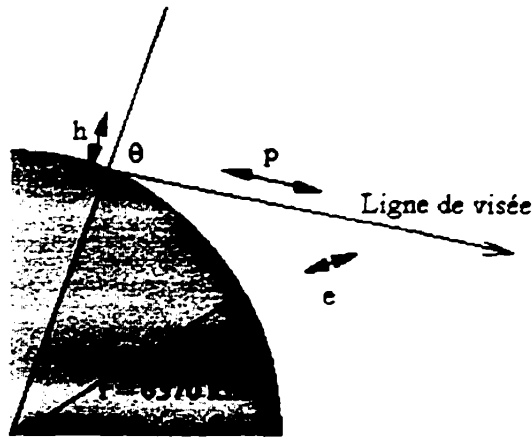


Figure 2.5. Représentation des dimensions entrant dans l'équation 2.8.

Dans un cas général, si on a une couche atmosphérique uniforme et optiquement mince d'épaisseur e , à une hauteur minimale de h , l'épaisseur de la couche atmosphérique traversée par une ligne de visée est de :

$$\frac{p(\theta)}{p(0)} = \frac{\sqrt{(h+r+e)^2 - r^2 \sin^2(\theta)} - \sqrt{(h+r)^2 - r^2 \sin^2(\theta)}}{e}, \quad [2.8]$$

pour les significations de $p(\theta)$, θ , r et e , voir la Figure 2.5.

Avec une hauteur inférieure $h = 0$ et une épaisseur de 5 km, on retrouve presque exactement la masse d'air donnée dans la littérature (Cox 2000). Ceci permet de comparer de façon assez précise, selon l'approximation de la source optiquement mince, les intensités des raies venant de couches atmosphériques situées à différentes hauteurs en fonction de l'altitude de l'observation. On remarquera (Figure 2.6) que la masse 'effective' pour différentes couches de l'atmosphère ne suit plus la masse d'air à partir de $\sim 40^\circ$ du zénith, ce qui implique que les différentes composantes du spectre du fond de ciel ne varient pas de la même façon en fonction de l'altitude. On peut s'attendre à ce que le fond thermique augmente plus rapidement que les raies d'émissions aurorales en fonction de la distance zénithale.

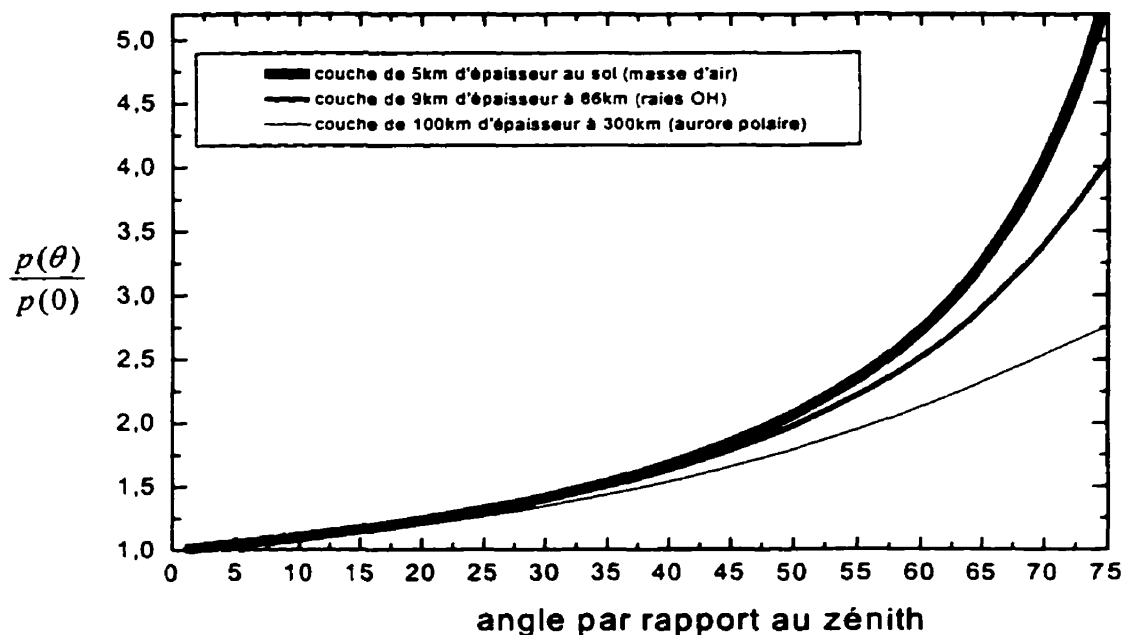


Figure 2.6. Variation de la colonne de gaz pour différentes couches lumineuses de l'atmosphère.

2.3. ABSORPTION

L'atmosphère terrestre est opaque dans une bonne partie du spectre électromagnétique et ne présente des fenêtres d'observation qu'entre 0,320 μm et 40 μm , ainsi qu'entre 0,01 m et 10 m. Dans la fenêtre visible et infrarouge, trois types principaux d'absorption sont présents, la dépendance en longueur d'onde et la hauteur caractéristique étant différentes dans chaque cas. Ces types d'extinction sont la diffusion de Rayleigh, les particules et aérosols et l'absorption moléculaire.

2.3.1. DIFFUSION DE RAYLEIGH

La diffusion de Rayleigh par les molécules atmosphériques dépend de la pression et de la température du site d'observation. À une pression standard de 101 325 Pa et une température de 15 °C, l'expression suivante (Walker 1987) permet une approximation de l'absorption A_1 (en magnitude par masse d'air) :

$$A_1(\lambda, h) = \frac{8,4977 \times 10^3}{\lambda^4} \left[\frac{N'}{N_{\lambda=1\mu\text{m}}} \right]^2 e^{-\frac{h}{7,996}}, \quad [2.9]$$

où λ est en μm , h représente la hauteur de l'observatoire en km, N' représente la variation de l'indice de réfraction de l'air à λ et N l'indice à $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Les indices varient en fonction de la pression (P) et de la température (T). À pression P et température normale T :

$$N = (n - 1) \times 10^6, \quad [2.10]$$

$$N = 2,272643 + 1,2288 \times 10^6 \lambda^{-2} + 0,03555 \times 10^{12} \lambda^{-4}, \quad [2.11]$$

$$\Delta N = \frac{2\Delta TP}{T^2} = N' - N, \quad [2.12]$$

où n est l'indice de réfraction de l'air à pression et température ambiante.

2.3.2. PARTICULES ET AÉROSOLS

Dans l'atmosphère, ces composés ont une hauteur caractéristique inférieure à celle des molécules produisant de la diffusion de Rayleigh. Leur extinction A_2 est plus 'grise' et suit la relation suivante :

$$A_2(\lambda, h) = A_0 \lambda^{-\alpha} e^{-h/H}, \quad [2.13]$$

où A_0 est l'absorption à une longueur d'onde de référence $\lambda = 1$ (cette loi peut être normalisée à n'importe quelle longueur d'onde dans le visible et l'infrarouge proche), H est la hauteur caractéristique de la colonne de particules. Dans des conditions normales, H est de l'ordre de 1,5 km, α est de l'ordre de 0,8, A_0 dépend fortement des conditions du site. L'échelle de hauteur des particules est donc beaucoup plus faible que celle des molécules ($h \approx 7,8$ km).

2.3.3. L'ABSORPTION MOLÉCULAIRE

Les principales molécules produisant cette absorption sont l'ozone, l'oxygène moléculaire et la vapeur d'eau. Les bandes d'absorption sont surtout présentes au-dessous de 0,32 μm et dans l'infrarouge à partir de 1 μm ⁹ (voir **Figure 2.7**). Il y a, bien entendu, de nombreuses bandes d'absorption moléculaire en plus de l'absorption continue, surtout dans l'infrarouge moyen et thermique. L'absorption atmosphérique varie d'une nuit à l'autre et la luminosité d'une source zénithale de flux constant peut varier de 24% d'un extrême à l'autre de la distribution. Le **Tableau 2.2** résume, pour le sommet du Mauna Kea, l'absorption atmosphérique dans la plupart des bandes spectrales. Dans l'article de Krisciunas et al. (1987), les valeurs d'absorption sont aussi données pour d'autres bandes spectrales que les bandes photométriques usuelles.

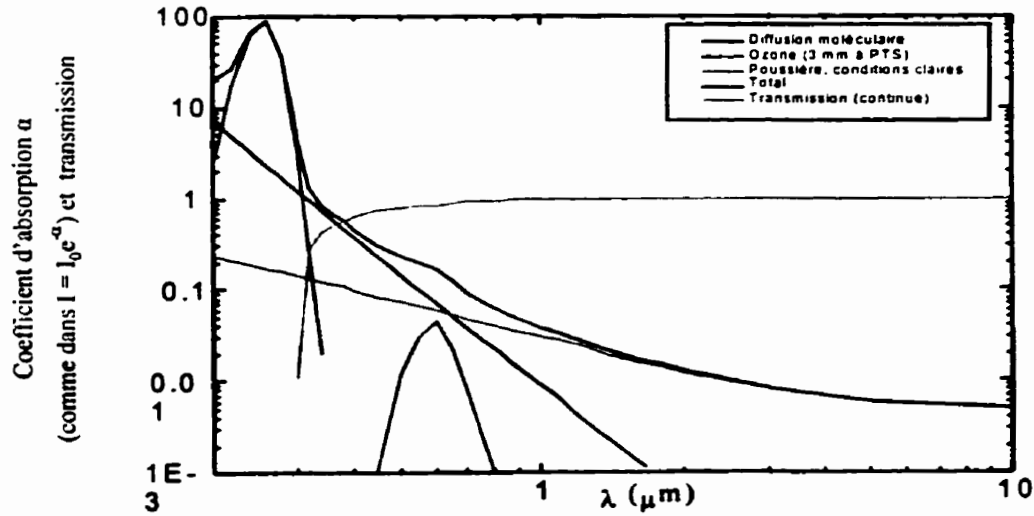


Figure 2.7. Absorption continue pour diverses composantes et la transmission résultante au zénith au niveau de la mer.

Tableau 2.2. Absorption moyenne dans différentes bandes photométriques.

Lambda en μm	bande spectrale	absorption moyenne en mag par masse d'air	écart type	médiane
0,44	B	0,204	0,011	0,195
0,55	V	0,123	0,007	0,113
1,2	J	0,117	0,014	0,101
1,6	H	0,067	0,012	0,051
2,2	K	0,086	0,008	0,070
3,4	L	0,241	0,043	0,162
4,8	M	0,239	0,017	0,220
10,0	N	0,172	0,018	0,151
20,0	Q	0,467	0,031	0,419

⁹ Il existe un excellent site WEB qui donne la transmission atmosphérique typique pour le sommet du Mauna Kea : <http://www.gemini.edu/sciops/ObsProcess/obsConstraints/ocTransSpectra.html>.

2.4. REPRÉSENTATION DES SPECTRES

En parcourant les articles sur la luminosité du fond de ciel, on s'aperçoit vite qu'il n'existe aucun standard d'unités dans la représentation des spectres. Dans le but d'uniformiser leur représentation, Henry (1999) suggère de donner les spectres de sources étendues en $\text{photons s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}$. Dans ces unités, un spectre plat sur une échelle logarithmique en fréquence ou en longueur d'onde donnera la même valeur intégrée par décade. La démonstration est simple (Henry 1999).

Si on a N photons $\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}$, dans une bande passante de 1 nm, on a alors $10^{-7} Nhc\lambda_{nm}^{-1}$ en erg s^{-1} et

$$\Delta\nu = -10^{-7} \times \frac{c}{\lambda_{nm}^2} \Delta\lambda_{nm}, \quad [2.14]$$

tel que :

$$Nh\lambda_{nm} [\text{erg Hz}^{-1}] \approx \frac{N}{5 \times 10^8 \nu} [\text{erg Hz}^{-1}]. \quad [2.15]$$

Si N (en photons nm^{-1}) est indépendant de la fréquence, on aura :

$$\int_{\nu}^{b\nu} Nd\nu = \int_{\nu}^{b\nu} \frac{Nhc}{\nu} 10^{-7} \text{Hz}^{-1} d\nu = 10^7 Nhc \ln(b) [\text{erg s}^{-1}]. \quad [2.16]$$

La position en ordonnée sera donc la même partout pour un spectre plat. On remarquera que $\ln(\nu) = \ln(c) - \ln(\lambda)$ et qu'une translation de l'abscisse n'affecte pas l'aire sous une courbe; le raisonnement vaut donc aussi pour une représentation logarithmique des longueurs d'onde. Pour l'affichage des spectres, j'ai choisi les photons $\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{arcsec}^{-2}\text{nm}^{-1}$, plus significatifs pour l'astronome, car les pixels des détecteurs ont une taille typique de l'ordre de la seconde d'arc.

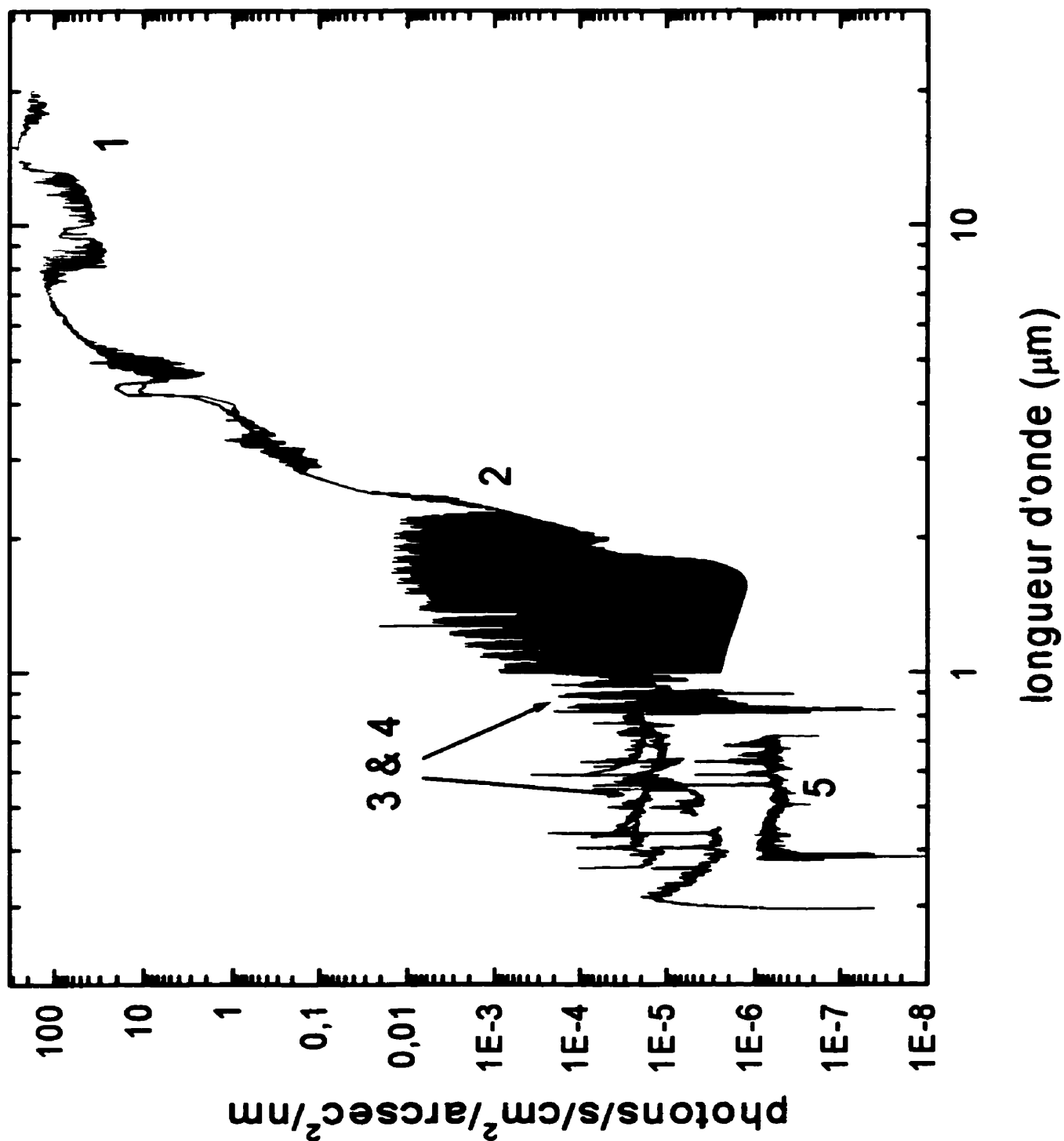
2.5. SPECTRES DU FOND DE CIEL

L'un des buts de ce projet étant de rassembler de l'information sur le fond de ciel, il était bien sûr pertinent de rassembler des spectres du fond de ciel. Ces spectres apparaissent aux **Figures 2.8 à 2.12**. On s'aperçoit rapidement en regardant les zones de recouvrement des spectres qu'il y a d'énormes variations, tant d'origine physique que causées par divers facteurs décrits plus loin. Les spectres présentés illustrent cette diversité et donnent un aperçu du spectre typique du fond de ciel.

La plupart des astronomes ayant fait de la spectroscopie à partir du sol obtiennent et soustraient un spectre du fond de ciel à un moment ou à un autre du processus de traitement des données. Sur les disques durs des départements de physique ou d'astronomie du monde entier, il existe des milliers de ces spectres, considérés comme de simples sous-produits de la réduction des données. Voici les spectres que j'ai collectés et à partir desquels j'ai développé l'utilitaire STRIGOPS :

- 1) **Spectre infrarouge moyen (λ de 3,33 μm à 20 μm , résolution de 0,5 cm^{-1})** de plus de 100 observations menées par Yvan Dutil au Centre de Recherches pour la Défense de Valcartier (CRDV) (**Figures 2.8, 2.9, 2.10**). Ces données ont été prises à l'aide d'un spectromètre à transformée de Fourier à Valcartier en banlieue de Québec. Les données ont été obtenues en mars, avril et juillet 1998, ce qui explique la dispersion des données (**Figure 2.10**). La contribution de l'instrument a été soustraite lors de la réduction.
- 2) **Données pour l'infrarouge proche (λ de 1 μm à 5 μm , résolution de 0,25 nm)** recueillies par René Doyon au CFHT (**Figures 2.8, 2.9**). Ce spectre inclut la contribution du télescope et des instruments. Ceci explique sans doute qu'on ait observé des flux plus grands dans certaines bandes spectrales qu'au CRDV, situé dans un site infrarouge beaucoup moins bon.
- 3) **Données pour l'infrarouge proche (λ de 809 nm à 929 nm, résolution de 0,05 nm)** recueillies par Anne Pellerin à l'OMM le 8 avril 1998, 3h19m UT.

Figure 2.8. Spectres du fond de ciel de 0,3 μm à 20 μm .



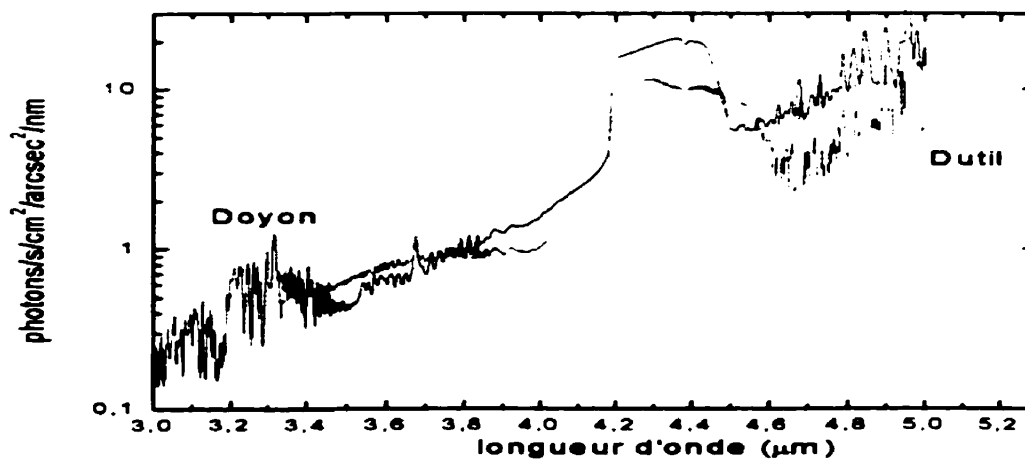


Figure 2.9. Zone de recouvrement des spectres de Doyon et Dutil. La zone entre $4,0 \mu\text{m}$ et $4,6 \mu\text{m}$ ne doit pas être considérée car le CO_2 présente des bandes d'absorption.

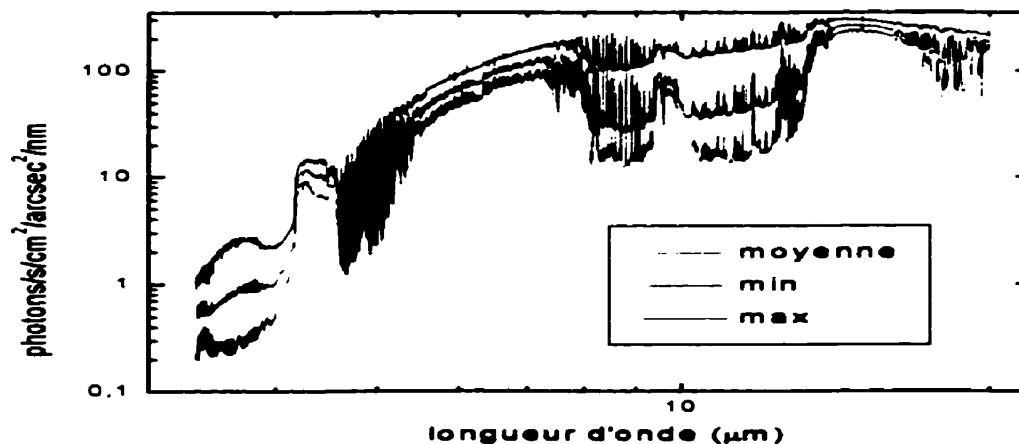


Figure 2.10. Écart entre les valeurs minimales et maximales observées par Dutil. Il s'agit d'un maximum et d'un minimum pour la moyenne sur une journée de toutes les valeurs observées, ce qui évite de retenir des valeurs dues à des erreurs expérimentales.

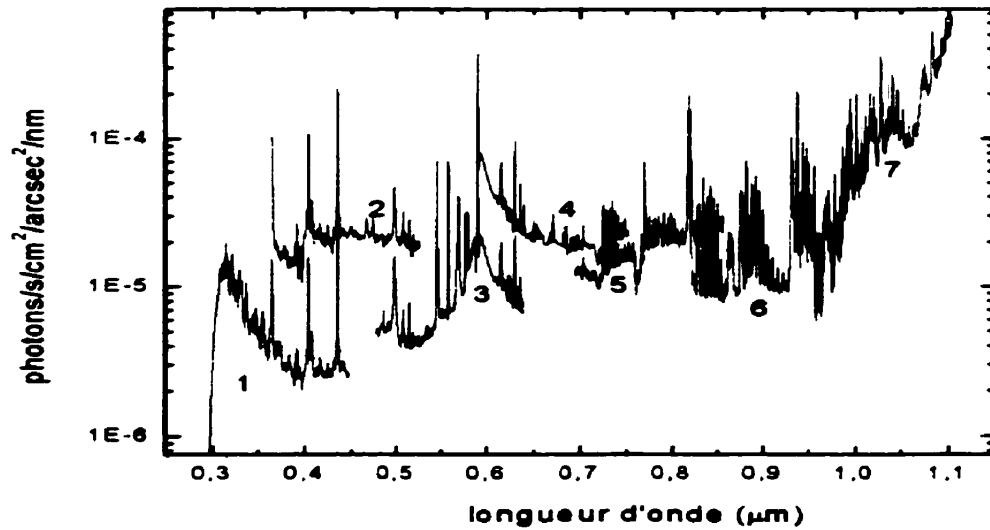


Figure 2.11. Spectres obtenus par Osterbrock & Martel (1992). On remarque la grande variation de flux dans les zones de recouvrement (voir les conditions d'observation).

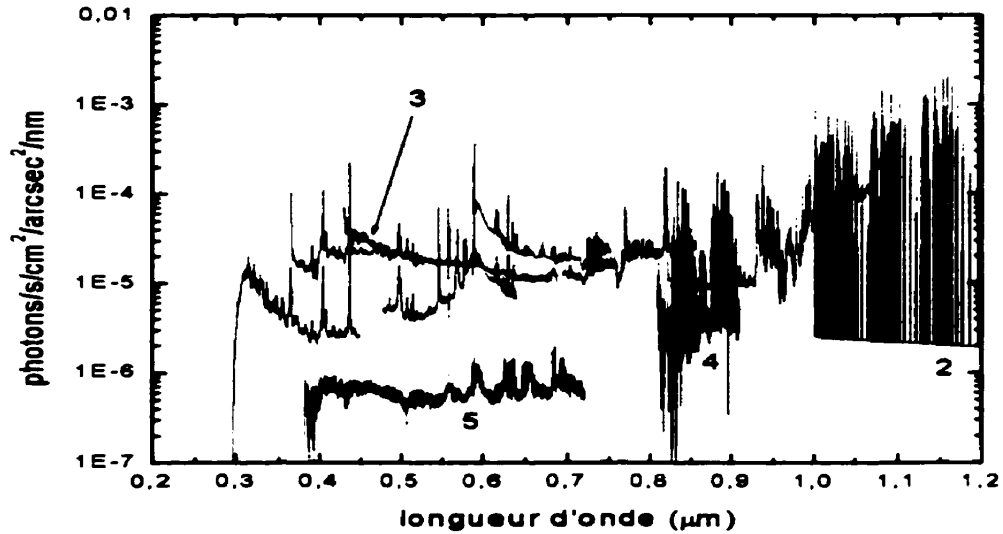


Figure 2.12. Tous les spectres obtenus dans la région visible du spectre (section 2.5). On remarquera la forme caractéristique du spectre 3, qui inclut la contribution lunaire.

parallèlement à l'observation de l'étoile d'étalonnage Feïge 34, à une masse d'air de 1,346 (**Figures 2.8, 2.12**). La Lune est à son premier quartier, à 40° du zénith et à 34° du ciel échantillonné.

- 3) Données dans le **visible** (λ de 427 nm à 734 nm, **résolution de 0,13 nm**) recueillies par Anne Pellerin à l'OMM le 8 novembre 1997, 2h55 UT, $X = 1,819$ (**Figures 2.8, 2.12**).
- 4) Spectre dans le domaine **visible** (λ de 427 nm à 689 nm, **résolution de 0,22 nm**) transmis par Daniel Devost, pris au CFHT le 28 février 1998 à 8h56, $X = 1,47$ (**Figures 2.8, 2.12**).
- 5) Spectres dans le domaine **visible et infrarouge proche** (λ de 288 nm à 1104 nm, **résolution de 0,2 nm**) pris à l'Observatoire de Lick (Osterbrock & Martel 1992) (**Figures 2.8, 2.11, 2.12**). Ce site connaît un grave problème de pollution lumineuse. Les dates et conditions d'observation des spectres sont données dans le **Tableau 2.3**.

Tableau 2.3. Conditions d'observation des spectres d'Osterbrock & Martel (1992).

Date	λ (Å)	Temps d'exposition (min)	Distance zénithale
31 janvier 1989	2876 à 4480	20	47°
12 avril 1989	3646 à 5260	60	64°
30 janvier 1989	4776 à 6392	20	53°
11 avril 1989	5896 à 7514	60	64°
21 mars 1988	6950 à 8558	5	13°
22 mars 1988	8172 à 9782	60	28°
29 janvier 1989	9398 à 11024	30	47°

Les données d'Osterbrock & Martel (1992), bien qu'elles ne contiennent pas la calibration en flux des données originales, sont intéressantes car un grand nombre de raies sont identifiées, tout comme dans deux autres articles d'Osterbrock et al. publiés quelques années plus tard (Osterbrock et al. 1996; Osterbrock & Fulbright 1997). L'identification de

la nature physique de la transition causant les raies et la connaissance de la hauteur à laquelle ce processus a lieu devraient permettre une estimation plus précise de la dépendance de l'intensité d'une raie selon l'altitude (voir l'équation 2.7).

2.6. LE SEEING

La dégradation de la qualité d'image due au seeing a bien sûr un effet sur les seuils de détection que l'on peut atteindre en imagerie. Une meilleure résolution angulaire permet de diminuer le bruit de lecture ainsi que le bruit dû au fond de ciel par unité de résolution. Dans l'utilitaire STRIGOPS, on doit tenir compte du seeing dans le terme relatif à la résolution angulaire.

2.7. POINT DE VUE DE L'OBSERVATEUR SUR LE SPECTRE DU FOND DE CIEL

Il est difficile de parler d'un spectre type du fond de ciel, vu les variations importantes que celui-ci subit au cours d'une seule nuit ou sur des périodes de temps plus longues. Cependant certaines constatations peuvent guider l'observateur dans ses stratégies d'observation. Par exemple, le fond de ciel aux maxima de l'activité solaire, en l'absence de la Lune a la même luminosité dans le visible que celui pendant les minima d'activité solaire avec un quartier de Lune (Krisciunas 1997). Bien sûr, il n'est certainement pas facile de retarder un programme d'imagerie profonde pour attendre le prochain minimum d'activité solaire, mais il pourrait être intéressant de placer systématiquement en deuxième partie de nuit les projets les plus sensibles à la luminosité du fond de ciel. Cette suggestion est peut-être irréaliste dans le cadre d'une mission d'observation où l'on ne dispose que d'un petit nombre de nuits, mais pourrait être plus pertinente pour des observations en mode *queue*. L'astronome qui désire aller plus loin que le contenu de ce chapitre aura intérêt à se référer à Roach & Gordon (1973) et Leinert et al. (1998).

Chapitre 3

STRIGOPS

3.1. BUT DE L'UTILITAIRE

Les grandes variations temporelles de la luminosité du fond de ciel rendent difficile une prédiction du rapport S/B qui sera obtenu pour une observation à un site et à un moment donné. Toutefois, de grandes structures du fond de ciel sont présentes dans tous les sites d'observation, et les fenêtres spectrales comme celles décrites au **Chapitre 1** sont présentes partout car elles sont dues à des phénomènes que l'on rencontre dans toute l'atmosphère terrestre. J'ai mis au point un utilitaire, que j'ai nommé STRIGOPS¹⁰, dans le but de faciliter la tâche des observateurs désirant optimiser les conditions d'imagerie profonde, en tenant compte du spectre du fond de ciel. L'utilitaire présenté ici vise donc plus à donner une idée des conditions optimales d'imagerie qu'à indiquer une valeur exacte de la qualité des observations projetées. STRIGOPS est utilisable de deux façons différentes; pour une longueur d'onde donnée, on peut faire varier le décalage cosmologique de l'objet ou la largeur du filtre. On se retrouve donc, pour des conditions d'observation données, avec une matrice de valeurs, variant selon la longueur d'onde centrale d'observation et le

¹⁰ D'après le nom du légendaire perroquet-hibou de Nouvelle-Zélande, seul représentant nocturne de sa famille.

décalage cosmologique, ou la longueur d'onde centrale d'observation et la largeur de bande passante utilisée (**Figure 3.1**).

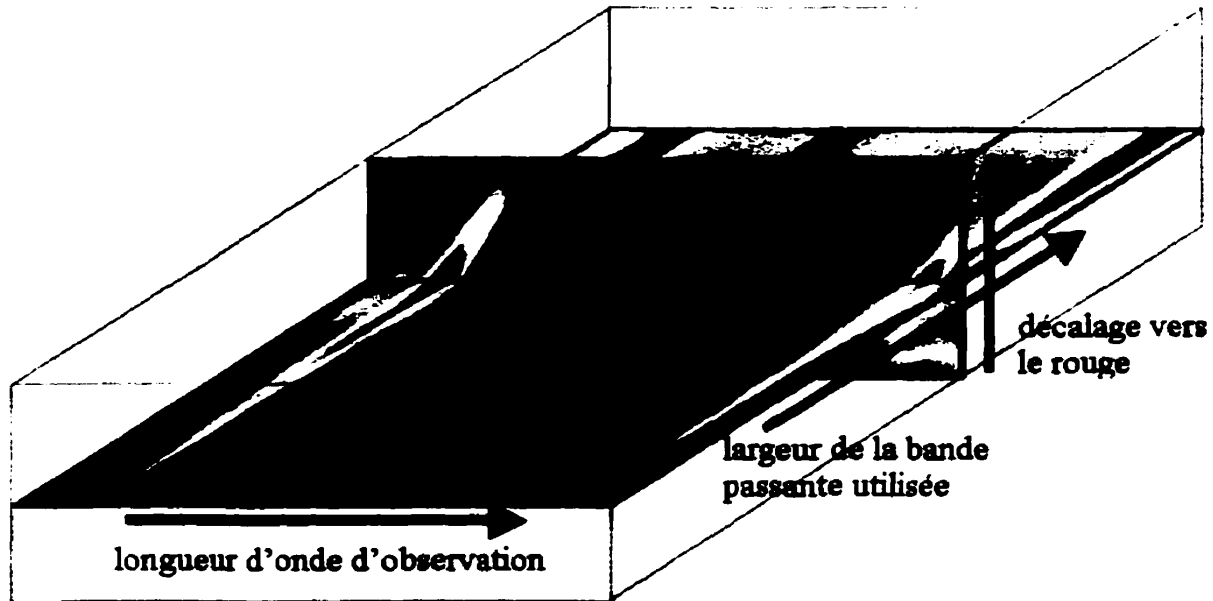


Figure 3.1. Les deux plans d'intérêt dans l'analyse de STRIGOPS. Ce sont les plans longueur d'onde d'observation - largeur de bande utilisée et longueur d'onde d'observation - décalage cosmologique. Les régions rouges représentent les conditions où le rapport S/B est le plus élevé tandis que les régions bleues représentent les pires conditions d'observation.

3.1.1 PLAN DÉCALAGE ET LONGUEUR D'ONDE CENTRALE

Comme je l'ai décrit au **Chapitre 1**, plusieurs projets de recherche d'objets à haut décalage ont exploité des fenêtres noires dans le spectre du fond de ciel. L'utilitaire permet de déterminer quel rapport S/B on peut obtenir pour un spectre de galaxie quelconque, pris dans l'atlas spectral de Kennicutt (1992) et décalés dans un intervalle quelconque de décalage (**Figure 3.2**, **Figure 3.3** et **Tableau 3.1**). Cette galaxie serait observée en imagerie à travers un filtre de bande passante fixe, mais de longueur d'onde centrale variable. On obtient donc un résultat sous forme de matrice, un axe représentant le

décalage et l'autre la longueur d'onde centrale du filtre. Pour un objet présentant des raies d'émission, décalées dans un domaine de longueurs d'onde avec de fortes émissions atmosphériques, on observera des 'îlots' de décalage optimal (voir **Figure 4.1**), comme celui présent à $z \approx 6,5$ et $\lambda_{centrale} = 915$ nm. Ces îlots sont dus à la faible émission du ciel à la longueur d'onde où est décalée une forte raie d'émission. Cette partie de l'utilitaire est plus pertinente pour les programmes où l'on a le choix de l'objet étudié. Avec les grands catalogues disponibles aujourd'hui¹¹, il est possible de trouver des galaxies, des amas de galaxies, des quasars et d'autres types d'objets sur un bon intervalle de décalage (voir **Chapitre 4**).

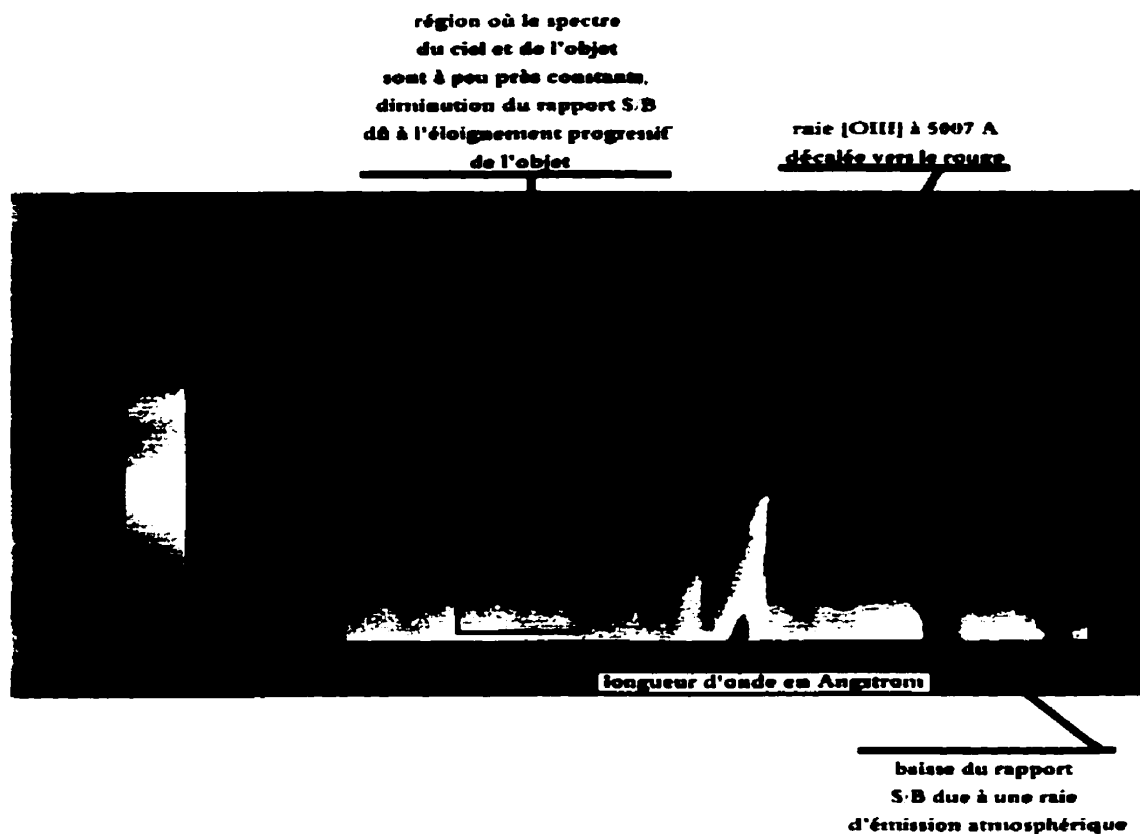


Figure 3.2. Représentation commentée du plan décalage et longueur d'onde centrale. Le spectre de ciel utilisé est celui de la **Figure 3.3** et le spectre de galaxie, celui de la **Figure 3.4.**, les paramètres observationnels sont ceux du **Tableau 3.1**.

¹¹ Catalogues sur le WEB, par exemple : <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>.

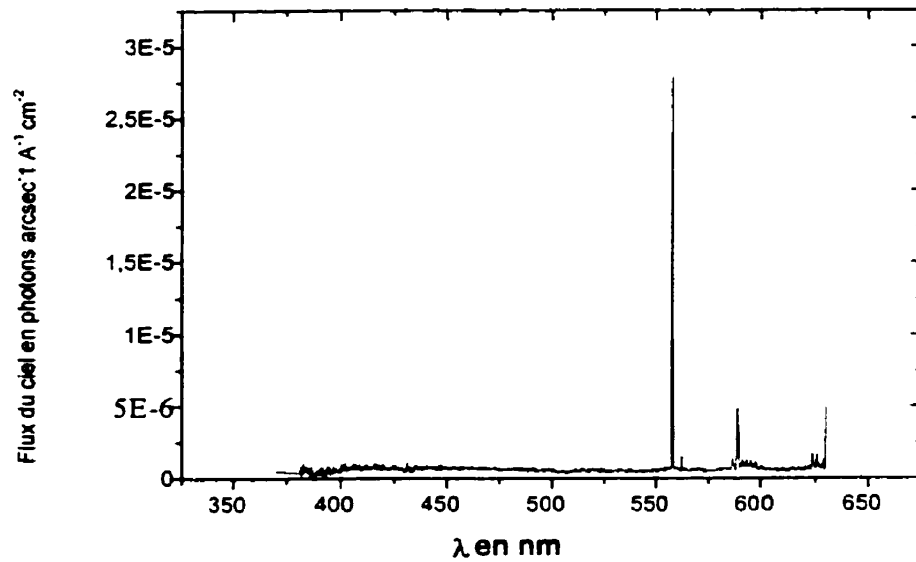


Figure 3.3. *Spectre du fond de ciel dans la bande d'intérêt pour l'analyse faite sur la Figure 3.2. Le spectre provient du Mauna Kea et a été fourni par Devost.*

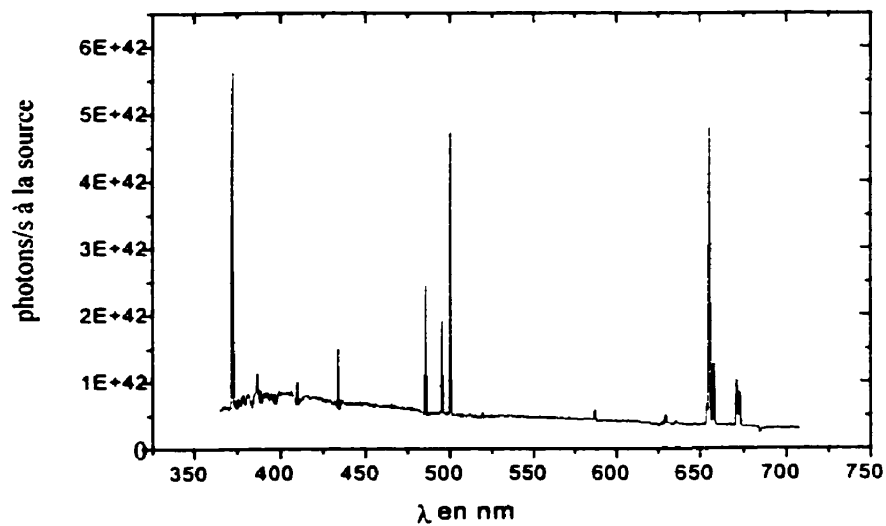


Figure 3.4. *Spectre de la galaxie NGC 3310 (Kennicutt 1992).*

Tableau 3.1. Paramètres observationnels utilisés pour la création de la **Figure 3.2.**

Diamètre du télescope	160 cm
Temps d'expositions	12000 s
Diamètre de l'objet	15 kpc
H_0	$60 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$
z minimal	0,01
z maximal	0,05
Bande passante du filtre utilisé	3 nm
Galaxie	Sbc pec NGC 3310

Note : La contribution lunaire n'a pas été introduite dans le calcul.

3.1.2. PLAN BANDE PASSANTE ET LONGUEUR D'ONDE CENTRALE

Si on désire détecter un objet à un décalage particulier, il peut être intéressant de comparer le rapport S/B qui serait obtenu avec différents filtres. On peut donc faire varier la longueur d'onde centrale du filtre d'observation ainsi que la largeur de bande. Pour un filtre étroit et un spectre à peu près plat, le rapport S/B croît comme la racine carrée de la largeur de la bande passante. Pour un spectre d'objet présentant d'étroites raies d'émission (**Figure 3.5** et **Tableau 3.2**), on a un rapport S/B excellent pour une bande passante étroite, et si le continuum émis par l'objet est assez faible par rapport au continuum du fond de ciel, on peut même observer un rapport S/B pour une bande passante plus large car le flux émis par la raie est noyé dans un plus grand bruit dû au fond de ciel.

3.1.3. LA CONTRIBUTION LUNAIRE

Comme je l'ai mentionné au **Chapitre 2**, la Lune, lorsqu'elle est présente dans le ciel, ajoute un continuum, important surtout dans la partie visible du spectre. En utilisant le

modèle de Krisciunas & Schaefer (1991), je peux déterminer la luminosité due à la contribution lunaire, et celle-ci est rajoutée au spectre du fond de ciel. On suppose, en première approximation, que la forme du spectre lunaire est un spectre de corps noir à 6000 K (spectre solaire) multiplié par un terme en λ^{-4} (diffusion de Rayleigh). Pour obtenir un modèle plus précis du spectre lunaire, il faudrait tenir compte de la réflectivité lunaire qui n'est pas parfaitement grise, la pression atmosphérique, la quantité d'aérosols et ce sans obtenir de résultats qualitativement différents.

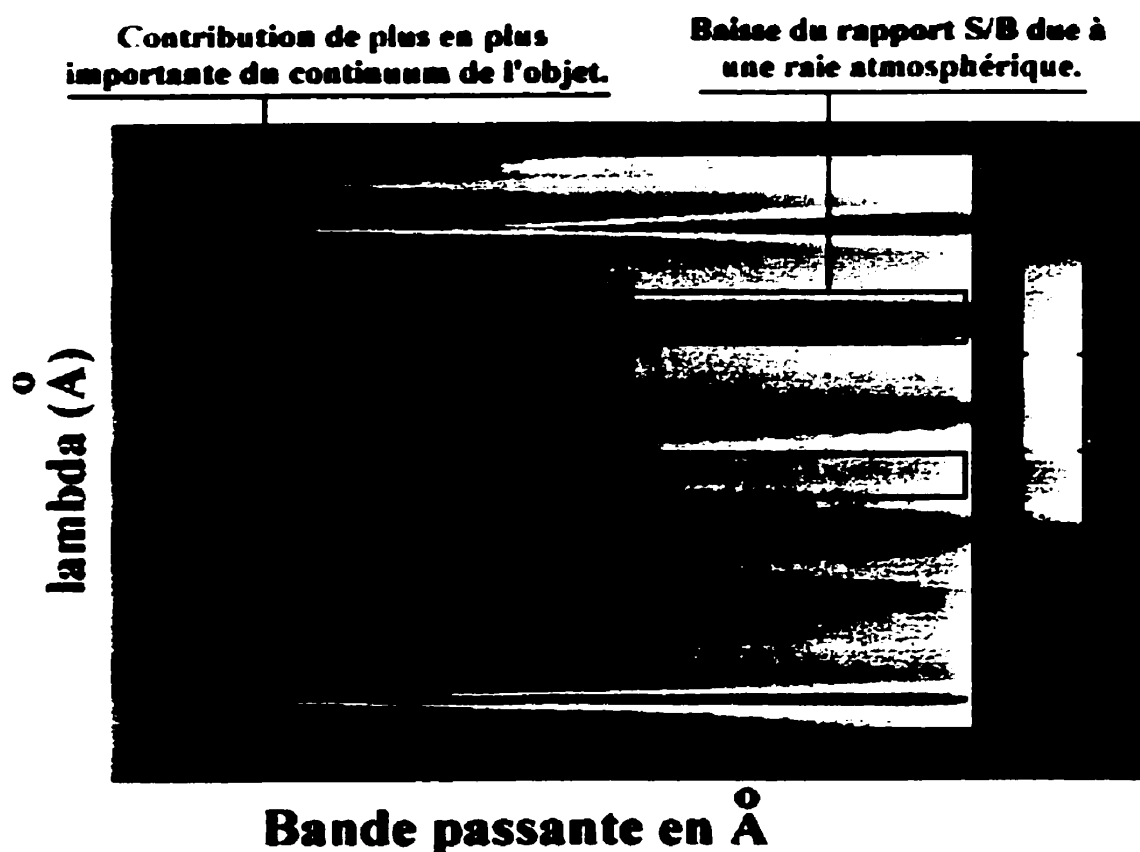


Figure 3.5. Représentation commentée du plan bande passante et longueur d'onde centrale. Les paramètres observationnels utilisés pour cette figure sont ceux exprimés dans le **Tableau 3.2.**

Tableau 3.2. Paramètres observationnels utilisés pour la **Figure 3.5.**

Diamètre du télescope	180 cm
Temps d'expositions	1000 s
Diamètre de l'objet	15 kpc
H_0	60 km s ⁻¹ Mpc ⁻¹
Bande passante minimale	0,2 nm
Bande passante maximale	6 nm
Spectre de la galaxie	Sbc pec NGC 3310
z	0,05

Note : La contribution lunaire n'a pas été introduite dans le calcul.

3.1.4. ORIGINE DU SPECTRE DU FOND DE CIEL

Comme je l'ai expliqué en détail au **Chapitre 2**, il n'existe pas de spectre type du fond de ciel tant les variations spatiales, spectrales et temporelles sont grandes. Dans le cadre de l'utilitaire, fournir une description tenant compte de toutes les causes de variation du spectre du fond de ciel aurait été très difficile, voire impossible. J'ai donc choisi d'utiliser un spectre 'optimal', représentatif de ce à quoi on peut s'attendre dans les meilleures conditions. Dans le visible (427 nm à 689 nm) et l'infrarouge (1 μm à 5 μm), la tâche a été simple, deux des spectres décrits dans le **Chapitre 2** proviennent d'observations au sommet du Mauna Kea (4200 m), l'un des meilleurs sites au monde, et ils ont été obtenus dans des conditions typiques de ce site. Pour le visible et entre 690 nm et 1 μm , j'ai utilisé les spectres de l'observatoire de Lick. Si on ajuste, à un facteur multiplicatif près ces spectres de sorte que les parties des spectres qui se superposent aient les mêmes valeurs moyennes, et que la zone entre 427 nm et 689 nm ait la même valeur moyenne que le spectre obtenu au Mauna Kea, on obtient un résultat intéressant, proche du spectre type du Mauna Kea. Cette façon de faire peut sembler un peu *ad hoc*, mais elle est justifiée si l'on considère que ce qui varie le plus entre les deux sites, c'est la masse d'air et que

l'atmosphère est une source optiquement mince. Les spectres obtenus au Mauna Kea et à Lick ont une forme très semblable, et ils complètent la couverture spectrale sous 427 nm et entre 690 nm et 1 μm . Au-delà de 5 μm , j'ai utilisé le spectre fourni par Yvan Dutil, qui suit d'assez près le spectre transmis par Doyon (**Figure 2.9**) dans leurs zones de recouvrement. Il est important de se rappeler qu'à partir de 3 μm et jusqu'à environ 300 μm , l'atmosphère devient opaque pour la plupart des longueurs d'onde si on exclut quelques fenêtres (bandes L, M, N et Q).

3.1.5. ORIGINE DES SPECTRES DE GALAXIES

Les spectres de galaxies employés ici sont tirés de l'atlas spectral des galaxies de Kennicutt (1992). Cet atlas regroupe les spectres de 55 galaxies proches représentant tous les types morphologiques, avec une résolution spectrale allant de 0,5 nm à 0,8 nm, entre 365 nm et 710 nm. Les spectres sont tous remis à une même échelle spectrophotométrique, et les valeurs de magnitudes absolues des galaxies dans la bande B permettent de calibrer chaque spectre. Il est ainsi possible de choisir quel type de galaxie on veut observer en décalant le spectre de la galaxie de l'atlas de Kennicutt qui ressemble le plus à celui de l'objet qui nous intéresse.

3.1.6. MÉTHODES DE CALCUL

Le spectre du fond de ciel est exprimé en photons $\text{s}^{-1}\text{arcsec}^{-2}\text{cm}^{-1}\text{\AA}^{-1}$. Les spectres originaux n'étaient pas à une résolution constante; ils ont été interpolés à tous les 0,1 nm. Les spectres de galaxies sont ceux de l'atlas de Kennicutt (1992) et sont exprimés proportionnellement $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-1}\text{\AA}^{-1}$. Tout d'abord je multiplie le spectre de chaque galaxie par une fonction recréant la courbe de transmission de la bande B, et à l'aide de la magnitude absolue en B, je retrouve le spectre en $\text{erg s}^{-1}\text{\AA}^{-1}$. Une fois le spectre calibré, il est converti en photons $\text{s}^{-1}\text{cm}^{-1}\text{\AA}^{-1}$. Pour effectuer cette conversion, j'utilise les relations suivantes :

$$d_L = \frac{cz}{H_0 q_0^2} \left[q_0 z - (1 - q_0)(\sqrt{1 + 2q_0 z} - 1) \right], \quad [3.1]$$

$$d_L = \varpi(1 + z), \quad [3.2]$$

$$F = \frac{L}{4\pi\varpi^2(1 + z)}. \quad [3.3]$$

où H_0 est la constante de Hubble, q_0 est le paramètre de décélération, d_L est la distance dite de luminosité, ϖ est la coordonnée de l'objet dans un référentiel comobile.

Ensuite, le spectre en photons $\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}\text{cm}^{-2}$ est rapporté au décalage choisi par l'équation 3.1. Ces équations sont tirées de Carroll & Ostlie (1996) et sont valides dans un Univers où la constante cosmologique $\Lambda = 0$. La variable q_0 a été fixé à 0,5 mais peut être modifiée. L'équation 3.1 est valide quand on a un spectre exprimé en photons. On doit avoir un terme en $(1+z)^2$ et non $(1+z)$ si le spectre est donné en énergie. Le diamètre apparent de l'objet est donné par l'expression :

$$\theta = \frac{H_0 D}{2c} \frac{(1+z)^{1/2}}{\sqrt{1+z-1}}. \quad [3.4]$$

Cette expression tient compte du fait qu'à une distance cosmologique le diamètre apparent des objets augmente, contrairement à ce qu'on observe dans un univers euclidien, étant donné les dimensions plus réduites de l'Univers à l'époque. Il est intéressant de mentionner que pour $q_0 = 0,5$, c'est à $z = 1,25$ qu'un objet donné a le plus petit diamètre angulaire. À l'extrême, le rayonnement de fond cosmologique a été émis quand l'Univers avait un rayon de courbure comparable à la dimension des plus grandes galaxies actuelles!

3.2. PETIT GUIDE D'UTILISATION DE STRIGOPS

Dans le but de faciliter l'utilisation de STRIGOPS, voici un petit guide d'utilisation. Voici l'apparence de l'utilitaire quand on l'ouvre et qu'on lui donne la commande *band* (Figure 3.6).

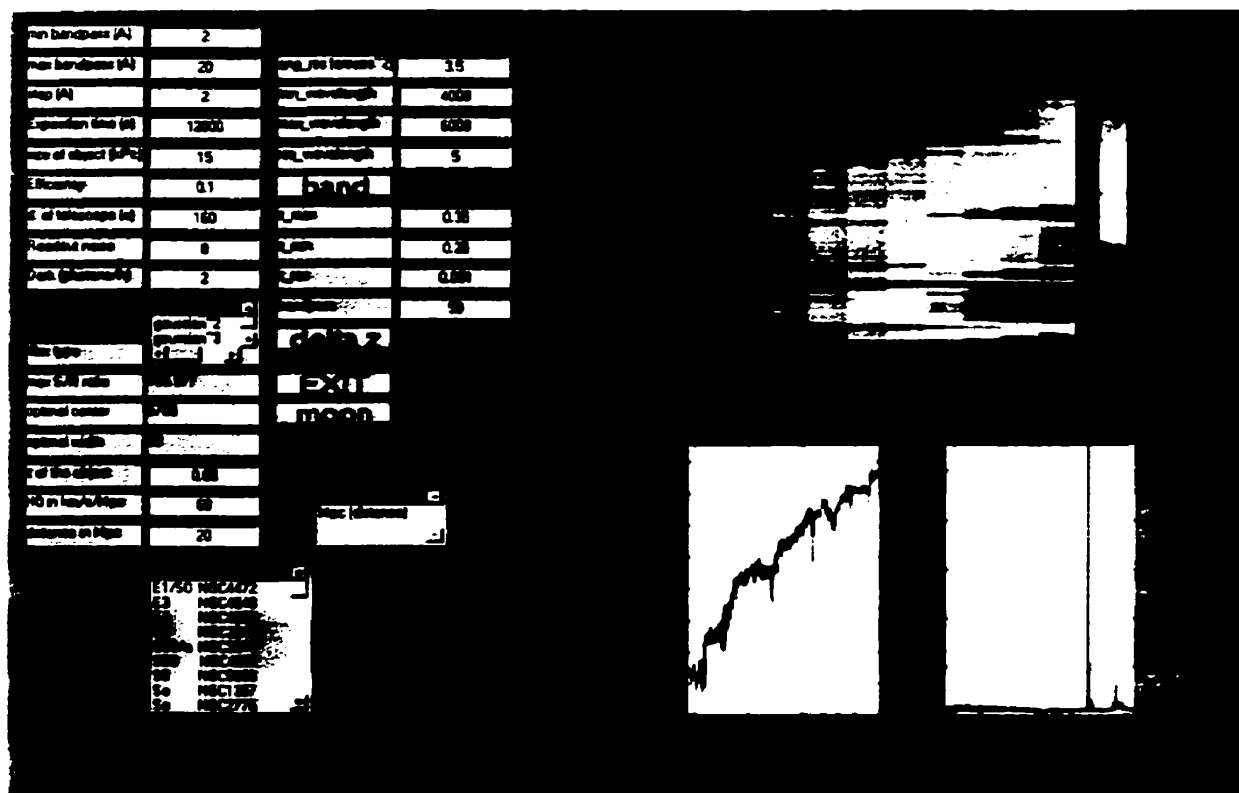


Figure 3.6. Fenêtre type de l'utilitaire STRIGOPS. Pour les paramètres observationnels, voir le Tableau 3.4.

L'utilitaire peut servir de deux façons différentes. La fonction *band* donne la valeur du rapport S/B pour différentes largeurs de bandes passantes de filtres et bandes centrales. La fonction *delta z* permet de modifier, pour une largeur de bande donnée, le décalage cosmologique auquel se situe un objet. La fonction *moon* permet de donner les caractéristiques du site d'observation, pour tenir compte de la masse d'air, de la présence de la Lune, de sa distance angulaire à l'objet, etc. La fonction *moon* exécute aussi un utilitaire publié par Schaefer (1998). Ce petit logiciel est destiné aux astronomes amateurs et permet de déterminer la magnitude limite des objets qui peuvent être observés avec un instrument donné. Celui-ci donne aussi les masses d'ozone, d'aérosols et de gaz le long de la ligne de visée, ainsi que la luminosité du fond de ciel dans les bandes photométriques usuelles U, B, V, R et I.

Tableau 3.4. Paramètres d'entrée pour STRIGOPS.

PARAMÈTRE	VALEUR INITIALE	UTILITÉ
min bandpass	2	Quand on utilise la fonction <i>band</i> , il s'agit de la valeur minimale de bande passante à laquelle le calcul commence. N'a pas d'utilité quand on utilise la fonction <i>delta z</i> .
max bandpass	20	Quand on utilise la fonction <i>band</i> , il s'agit de la valeur maximale de bande passante à laquelle le calcul fini. N'a pas d'utilité quand on utilise la fonction <i>delta z</i> .
step (A)	2	Espacement entre chaque bande passante où le rapport S/B est calculé.
Exposition time (s)	1000	Temps d'exposition, entre dans l'équation du rapport S/B dans le calcul de <i>band</i> et de <i>delta z</i> .
size of object (kpc)	15	Permet de déterminer le nombre de pixels couverts par l'objet sur le détecteur. Utile dans <i>band</i> et de <i>delta z</i> . On suppose un objet circulaire.
Efficiency	0,1	η dans l'équation du rapport S/B.
d. of telescope (s)	160	Participe au calcul de <i>S</i> et de <i>N</i> .
Readout noise	8	R_n dans l'équation du rapport S/B.
Dark (photons/h)	2	<i>d</i> dans l'équation du rapport S/B.
filter type	gaussian	Dans la convolution du filtre avec les spectres de fond de ciel et d'objet, ce paramètre détermine la forme du filtre. En choisissant gaussian, il prends la forme $e^{-\lambda^2}$. En choisissant les formes gaussian ² ou gaussian ³ , le filtre prends une forme de plus en plus carrée.
z of object	0,05	Dans la fonction <i>band</i> , il s'agit du décalage cosmologique auquel on fixe l'objet observé.

Tableau 3.4. Suite ...

PARAMÈTRE	VALEUR INITIALE	UTILITÉ
H0 in km/s/Mpc	60	Dans les fonctions <i>band</i> et <i>delta z</i> , entre dans le calcul du flux reçu de l'objet ainsi que dans la détermination de son diamètre angulaire.
distance in Mpc	20	Utilisé dans la fonction <i>band</i> , si on choisit d'exprimer la distance de l'objet en Mpc et non en <i>z</i> .
type de galaxie	E0 NGC3379	Permet de choisir la galaxie qui ressemble le plus au type d'objets que l'on veut observer.
ang_res (arcsec²)	1	Surface couverte dans le ciel par un pixel du détecteur. Déterminer le flux qui vient du fond de ciel pour chaque pixel ainsi que le nombre de pixels couverts par l'objet observé.
min_wavelength	4000	Dans les deux fonctions, la longueur minimale d'intérêt exprimée en Å.
max_wavelength	6000	Dans les deux fonctions, la longueur maximale d'intérêt exprimée en Å.
res_wavelength	5	Résolution spectrale désirée. Influence le temps de calcul, surtout dans la fonction <i>delta z</i> qui demande plus de temps de calcul.
z_max	0,05	Décalage cosmologique maximal auquel on veut rapporter l'objet dans la fonction <i>delta z</i> .
z_min	0,01	Décalage cosmologique minimal auquel on veut rapporter l'objet dans la fonction <i>delta z</i> .
bandpass	50	Largeur de bande (fixe) utilisée pour le filtre dans le calcul de <i>delta z</i> .
distance	<i>z</i>	Dans la fonction <i>band</i> , on peut choisir d'exprimer la distance de l'objet en décalage ou en Mpc.

Tableau 3.5. Paramètres d'entrée pour *moon*.

PARAMÈTRE	VALEUR INITIALE	UTILITÉ
Temperature (C)	0	Entrent dans le calcul de l'utilitaire de Schaefer (1998).
Humidity	10	
Altitude (m)	4200	
Epoch	2000	
Year	2000	Utilisés dans la détermination de la position de la Lune, l'angle zénith-objet, l'angle Lune-objet.
Month	1	
Day	1	
UT+fraction	0	
Eastern elongation	285	
Latitude	46	
RA	0	
DEC	0	
site (for k)	Mauna Kea	Absorption moyenne, valeur associée au site.

La fonction *moon* (Tableau 3.5 et Figure 3.7) permet d'entrer les paramètres observationnels pour déterminer la masse d'air dans la direction de l'objet. La masse d'air est considérée égale à 1 mais si on entre les coordonnées de l'objet observé, l'heure d'observation et le site d'observation, la masse d'air est calculée. *moon* permet de déterminer la position de la Lune par rapport au champ visé, cette fonction détermine bien sûr si la Lune est levée ou couchée, ainsi que la position du Soleil. Si le crépuscule astronomique n'est pas encore fini au moment de l'observation un message est affiché.

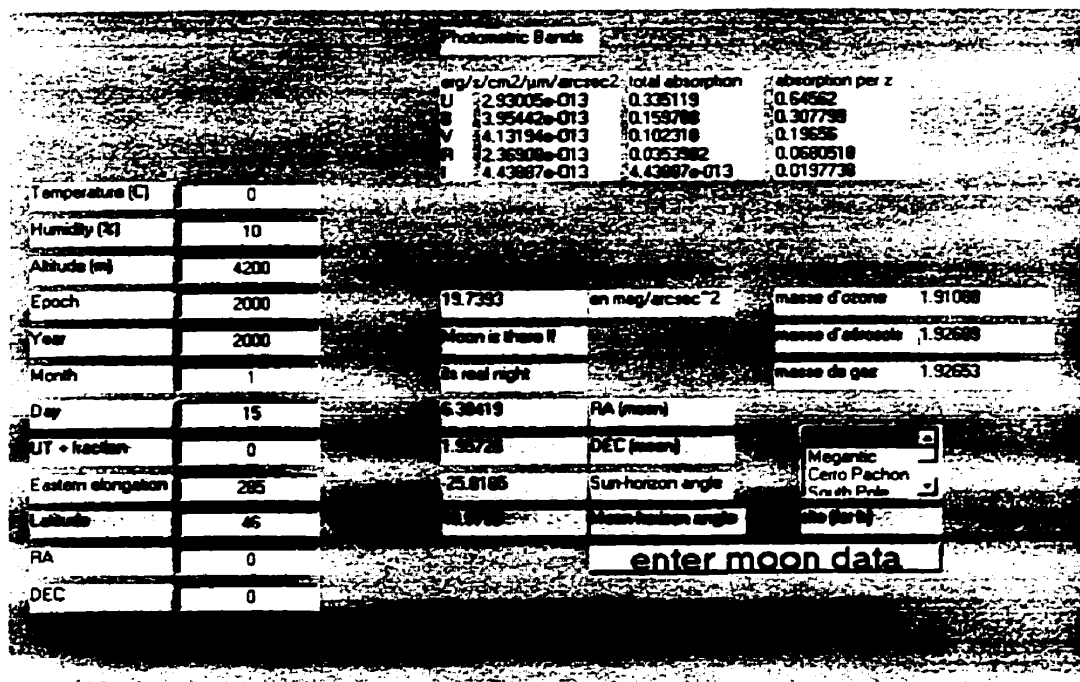


Figure 3.7. Exemple de l'interface de la fonction *moon* dans STRIGOPS.

3.3. CONSIDÉRATIONS INFORMATIQUES

L'utilitaire est disponible par ftp anonyme à l'adresse astrosun.phy.ulaval.ca dans le répertoire `incoming/eartigau`, sous le nom `strigops.zip`. L'utilitaire fonctionne sous *Matlab* 5.2.1 ou sur une version plus récente, il suffit de copier les fichiers décompressés dans le répertoire voulu et de taper `strigops` dans le *MATLAB Command Window*.

Chapitre 4

Observations optimisées de galaxies à $z \approx 0,28$

4.1. EXEMPLE D'OBSERVATIONS OPTIMISÉES

Le projet d'observations optimisées que j'ai mené au télescope du mont Mégantic est un bon exemple d'observations optimisées en fonction du spectre du fond de ciel. Le projet consistait à détecter des objets présentant de fortes raies d'émission [OIII] à $\lambda = 500,7$ nm. D'après certains modèles, aux environs de $z = 0,28$, il devrait y avoir un nombre particulièrement élevé de galaxies de type magellanique en périphérie des amas de galaxies qui présenteraient des régions de sursauts de formation d'étoiles. Il est donc intéressant de vérifier pour quels décalages la raie d'émission [OIII] à $\lambda = 500,7$ nm se trouve décalée dans une fenêtre particulièrement sombre du spectre du fond de ciel. Sur la **Figure 4.1** on voit à quel point un filtre près de 640 nm est efficace pour détecter un objet avec une forte raie d'émission à $\lambda = 500,7$ nm à $z = 0,28$. On passe d'un rapport S/B inférieur à 1 pour un filtre centré à 670 nm à un rapport S/B de l'ordre de 12 pour le filtre centré à 640 nm. C'est là l'idée d'une détection avec un filtre 'on' et 'off'; la grande majorité des autres objets du champ, principalement des étoiles, auront un flux à peu près identique à $\lambda = 640$ nm et 670 nm, tandis que les objets que nous recherchons devraient ressortir facilement en comparant leur flux d'une image à l'autre.

4.2. BUT DES OBSERVATIONS OPTIMISÉES

Les observations optimisées que j'ai menées visaient à démontrer l'intérêt d'une sélection en décalage cosmologique sur les objets observés, pour pouvoir les étudier de façon optimale. J'ai tenté d'identifier des galaxies à sursauts de formation d'étoiles à l'intérieur d'amas à $z \approx 0,28$.

4.3. LA RAIE [OIII] À $\lambda = 500,7 \text{ nm}$

La raie utilisée pour identifier les galaxies à sursauts de formation d'étoiles est la raie [OIII] située à 500,69 nm. Cette raie est due à la transition interdite entre les états 3P_2 et 1D_2 de l'atome d'oxygène ionisé 2 fois. L'ionisation de l'oxygène est produite par les photons UV copieusement émis par les étoiles O et B présentes dans les régions de formation d'étoiles. Les atomes sont excités par collisions, et peuvent aussi se désexciter par collision, mais la rareté des collisions laisse la voie libre à un autre mode de désexcitation, la désexcitation radiative. Le temps caractéristique de la transition $^3P_2 \rightarrow ^1D_2$ est de 50 secondes, et pour que les collisions entre atomes soient assez rares pour que les atomes O^{++} se désexcitent principalement de façon radiative, on doit avoir une densité de gaz de moins de $3,8 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ à une température de 10^4 K . La présence d'oxygène en quantité suffisante (mais pas trop grande) et surtout d'un grand nombre d'étoiles de type O et B au même endroit est caractéristique des régions de formation d'étoiles (Osterbrock 1989).

4.4. INSTRUMENTATION UTILISÉE

L'instrument utilisé pour faire mes observations à l'OMM est le réducteur focal *Panoramix* avec le détecteur CCD Loral. Le CCD Loral compte 2048 pixels par 2048 pixels de $15 \mu\text{m}$ par $15 \mu\text{m}$, a un bruit de lecture de $8 e^-$ et est illuminé de face. L'efficacité

quantique du CCD est de l'ordre de 50 % entre 600 nm et 700 nm, là où les observations ont été menées. Le réducteur focal *Panoramix* réduit la focale d'un facteur 3,87. Le télescope ayant été utilisé en mode $f/8$, *Panoramix* nous donne donc un foyer $f/2,1$, un champ de 22' et une taille de pixel de $0,970 \pm 0,002$ seconde d'arc, soit une largeur de champ d'environ 1400 pixels. J'ai utilisé comme filtre 'on', le filtre ANDV 3334, centré à 642,5 nm, et de 5 nm de bande passante. Le filtre 'off' utilisé est le filtre ANDV 3741, centré à 672 nm, et de 4 nm de bande passante. Comme on peut le voir sur la **Figure 4.2**, les deux filtres sont centrés sur des régions noires et comparables du spectre du fond de ciel. Il est pertinent de noter que si le filtre 'off' avait été plus large, de 660 nm à 680 nm, cela aurait permis des temps d'intégration plus courts d'un facteur 2 pour un même rapport S/B.

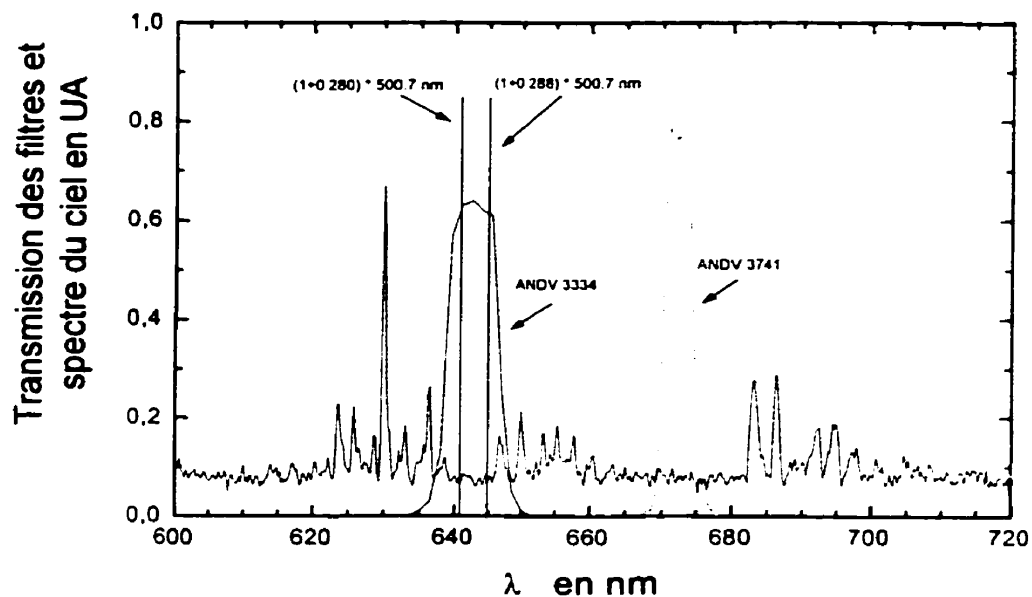


Figure 4.2. *Filtres utilisés dans la recherche de galaxies à sursauts de formation d'étoiles dans les amas [VMF98] 212 et ZwCl 2255.5+2041. La position où se retrouve la raie [OIII] décalée vers le rouge ($z = 0,28$ et $0,288$) est aussi indiquée. Le spectre du fond de ciel provient de D. Devost (**Figure 2.8**).*

4.5. PARAMÈTRES OBSERVATIONNELS

La masse d'air lors des observations était de l'ordre de 1,4, la Lune a toujours été absente lors des observations. Le flux dû au fond de ciel dans les filtres 'on' et 'off' étaient de l'ordre de $1,53 \times 10^{-5}$ et $1,39 \times 10^{-5}$ photons $s^{-1} nm^{-1} arcsec^{-1} cm^{-2}$.

Le champ étudié a été choisi grâce au catalogue 'on line' du NED (NASA/IPAC Extragalactic Database). Une recherche d'amas de galaxies à compris entre 0,276 et 0,291, ce qui amène la raie [OIII] à l'intérieur du filtre 'on', a permis de trouver 26 amas candidats dont 2 dans le même champ. Il est bien sûr plus intéressant d'observer deux amas dans le même champ, ce qui permet d'obtenir une meilleure statistique sur les objets observés. Les centres de ces amas sont à 4,6' l'un de l'autre, ce qui est bien en dessous du champ de 22' de la caméra *Panoramix* utilisée. Le **Tableau 4.2** présente quelques paramètres observationnels pour les deux amas observés.

Tableau 4.2. Caractéristiques des deux amas étudiés et paramètres observationnels.

Nom de l'amas	AD (2000)	DEC (2000)	décalage spectral (z)
[VMF98] 212	22h57m49,4s	+20d56'25''	$0,280 \pm 0,001$
ZwCl 2255.5+2041	22h58m09,0s	+20d55'40''	$0,288 \pm 0,003$
Coordonnées galactiques : Longitude = 90° , Latitude = -35°			
Extinction ¹² dans la bande B : 0,18 mag			
Extinction ¹² dans les filtres 'on' et 'off' : 0,11 mag et 0,10 mag			
η du système, déterminé à posteriori : 11%			
Temps de pose dans le filtre 'on' et 'off' : 12 et 13×1200 s			
Étoile d'étalonnage utilisée : Feige 25			

¹² L'extinction considérée ici est d'origine galactique et non atmosphérique.

4.6. RÉSULTATS PRÉVUS À PARTIR DE L'ATLAS SPECTRAL DE KENNICUTT

Plusieurs galaxies de l'atlas spectral de galaxies de Kennicutt (1992) présentent de fortes raies d'émission [OIII] à $\lambda = 500,7$ nm et peuvent servir de base de comparaison pour identifier par exemple les objets décrits par Martin (2000). J'ai tout d'abord fait subir un décalage vers le rouge de 0,280 et 0,288 à tous les spectres du catalogue, puis j'ai utilisé la relation suivante pour déterminer l'indice de couleur $E(\text{on} - \text{off})$ qui serait observé pour chaque galaxie :

$$E(\text{on} - \text{off}) = m_{\text{on}} - m_{\text{off}} = -2,5 \log_{10} \left[\frac{\text{flux}_{\text{on}}}{\text{flux}_{\text{off}}} \right]. \quad [4.1]$$

Un objet présentant une forte raie d'émission dans le filtre 'on' aurait un indice de couleur inférieur à 0. Le **Tableau 4.3** montre pour toutes les galaxies de l'atlas de Kennicutt (1992), l'indice de couleur qui serait observé à $z = 0,280$ et $0,288$ dans les deux filtres adoptés.

Il est important de noter que pour Mrk 71 et Mrk 59, les spectres n'ont pas été intégrés sur toute la galaxie, mais sur une ouverture de $45''$ centrée sur une importante région HII. On constate que la plupart des galaxies ont un indice de couleur compris entre 0,26 et $-0,26$. Les galaxies présentant les raies d'émission [OIII] les plus fortes ont une couleur allant jusqu'à $-3,8$ mag, ce qui représente un rapport de flux entre les filtres 'on' et 'off' de 33. Les galaxies ayant un indice de couleur inférieure à -1 devraient être facilement identifiables par rapport aux autres. Avec un peu de chance, on devrait même pouvoir remarquer des changements dans la forme de la galaxie entre les deux filtres, les galaxies étant résolues en plusieurs pixels. À la distance de l'amas, le diamètre angulaire correspond à une distance physique (D), selon l'équation 3.4 :

$$\frac{D}{\theta} \approx 4,4 \text{ kpc arcsec}^{-1}. \quad [4.2]$$

Tableau 4.3. Indice de couleur des galaxies de l'atlas spectrophotométrique de Kennicutt (1992) décalées à $z = 0,280$ et $0,288$. La couleur est donnée par $E(\text{on} - \text{off})$.

Type	Identification	$E(\text{on-off}) z = 0,280$	$E(\text{on-off}) z = 0,288$
S0	NGC 3245	0,26	0,19
Sa	NGC 2775	0,25	0,17
E1/S0	NGC 4472	0,25	0,13
E4	NGC 4889	0,23	0,15
E0	NGC 3379	0,23	0,13
E3	NGC 4648	0,21	0,16
SB0	NGC 4262	0,21	0,12
S0	NGC 5866	0,20	0,16
I0pec	NGC 5195	0,20	0,15
Sa	NGC 3623	0,20	0,12
Sab	NGC 3368	0,19	0,12
SB0/a	NGC 3941	0,19	0,12
pec	NGC 3303	0,19	0,11
I0	NGC 3034	0,18	0,16
Sb	NGC 3147	0,18	0,10
Sbpec	NGC 4750	0,16	0,14
S0pec	NGC 3921	0,15	0,12
Sc	NGC 2903	0,14	0,11
Sa	NGC 1357	0,13	0,10
Sb	NGC 3627	0,13	0,09
Sc	NGC 6181	0,13	0,09
SBb	NGC 3471	0,12	0,11
Sa	NGC 2798	0,12	0,08
Sbc	NGC 5248	0,11	0,03
SBb	NGC 6764	0,09	0,08
SBb	NGC 1832	0,09	0,05
Sc	NGC 6643	0,07	0,08

Tableau 4.3. Suite..

Type	Identification	E(on-off) $z = 0,280$	E(on-off) $z = 0,288$
SBbc	NGC 6217	0,07	0,03
I0	NGC 3077	0,06	0,05
Sb	NGC 3227	0,01	-0,07
I0pec	NGC 6240	0,00	-0,03
Epec	NGC 1275	-0,01	-0,03
S0	NGC 3516	-0,03	-0,08
Spec	NGC 5996	-0,05	-0,07
Smpec	NGC 4194	-0,06	-0,06
Sa	NGC 7469	-0,08	-0,16
Sc	NGC 4775	-0,12	-0,18
Sc	NGC 2276	-0,13	-0,08
S0	Mrk 270	-0,14	-0,22
Sapec	NGC 6697	-0,20	-0,25
Sc	NGC 4631	-0,20	-0,28
Sa	NGC 5548	-0,22	-0,31
Spec	NGC 3690	-0,29	-0,30
Sm/Im	NGC 4449	-0,39	-0,49
Sm/Im	NGC 4485	-0,41	-0,45
pec	NGC 7714	-0,45	-0,55
Sbcpec	NGC 3310	-0,51	-0,60
Smpec	NGC 6052	-0,54	-0,60
SBpec	NGC 4670	-0,58	-0,72
SBm/Im	Mrk 35	-0,99	-1,08
S0	Mrk 3	-1,19	-1,38
Sm/Im	NGC 1569	-1,34	-1,45
Im	Mrk 487	-1,58	-1,63
pec	Mrk 59	-2,65	-2,76
SBm	Mrk 71	-3,67	-3,80

4.7. DESCRIPTION DES RÉSULTATS OBTENUS

Les **Figures 4.3** et **4.4** montrent le champ observé dans les filtre 'on', on discerne aisément un grand nombre de galaxies.

Pour effectuer les mesures photométriques, j'ai dû choisir une sous-section de l'image car la bordure du filtre crée de fausses détections. La photométrie a été faite de façon automatique avec les tâches de DAOPHOT dans le logiciel IRAF, avec une limite de détection fixée arbitrairement à 3σ du bruit de fond du fond de ciel. De tous les objets observés, 916 objets ont été détectés dans le filtre 'on' et 877 dans le filtre 'off', et 713 d'entre eux ont été trouvés dans les deux filtres.

La calibration en magnitude apparente, et non pas en magnitude instrumentale, a été faite avec l'étoile Feige 25, observée entre deux poses de l'amas; ces poses ont permis de calibrer l'image finale.

Sur la **Figure 4.5**, j'ai indiqué la couleur qu'auraient des objets plus brillants dans le filtre 'on'. Des traits noirs indiquent la limite des données que je considère fiables (voir la section 4.8). On voit sur la **Figure 4.6** que la grande majorité des objets observés ont, comme on pouvait s'y attendre, presque la même magnitude dans les deux filtres. Quelques objets sont beaucoup plus brillants dans le filtre 'off' que dans le filtre 'on' : il s'agit d'étoiles saturées, pour lesquelles la photométrie n'est pas juste, et on ne doit pas tenir compte de ces objets. Le seul objet ayant un indice de couleur inférieure à -1 est aussi une étoile saturée. On constate qu'il n'y a aucun objet qui présente l'indice de couleur au quel on devrait s'attendre s'il s'agissait de galaxies comme Mrk 487, Mrk 59, NGC 2276 ou Mrk 71.

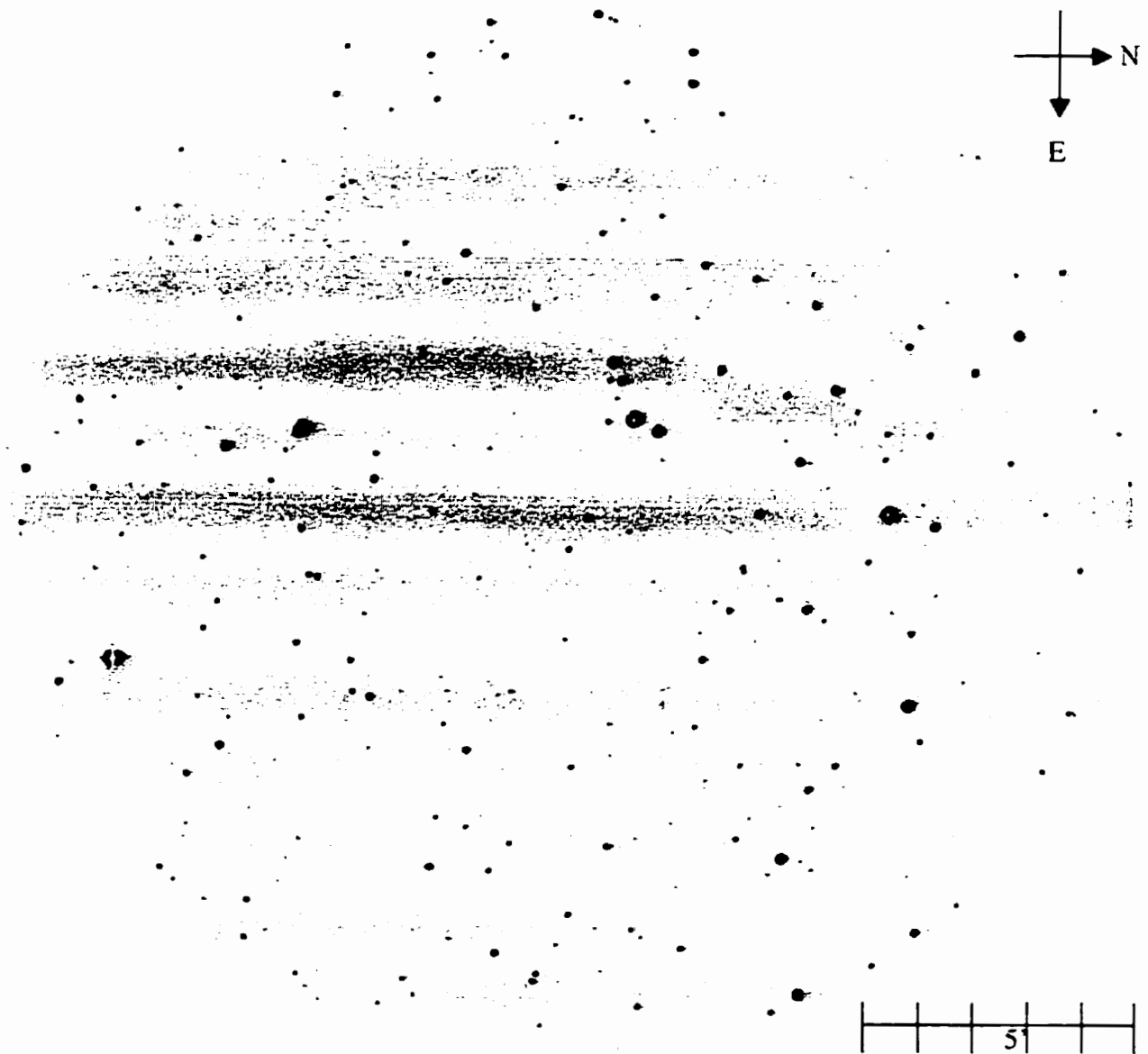


Figure 4.3. *Champ observé dans le filtre 'on'. On ne discerne pas les fluctuations dues au fond de ciel à cause de la dimension linéaire trop faible des pixels. On a environ 60 pixels cm^{-1} sur cette image.*

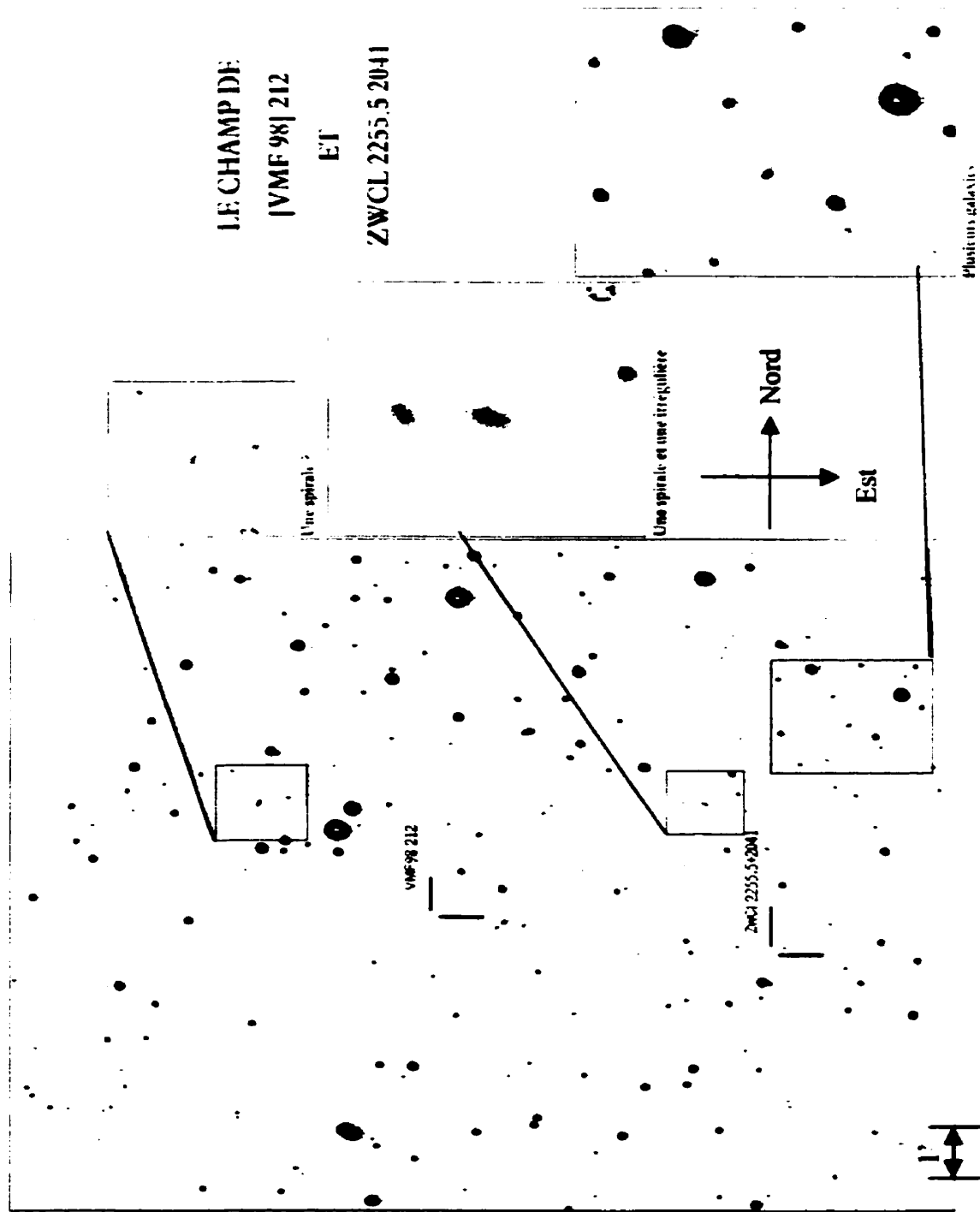


Figure 4.4. Échantillon commenté du champ observé. On peut remarquer dans les zones dépourvues d'objet des trois agrandis les fluctuations statistiques dues au fond de ciel.

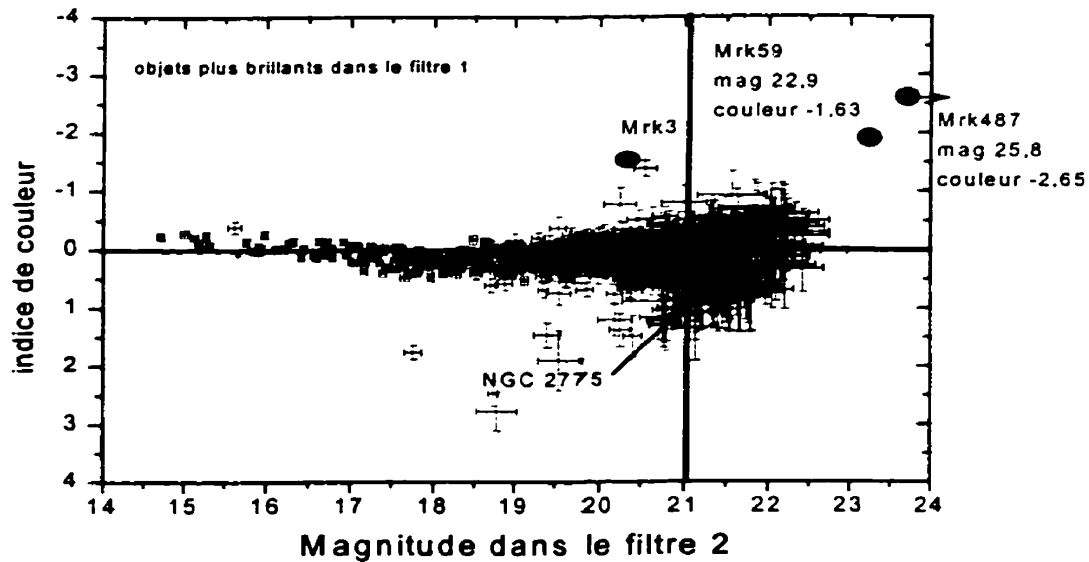


Figure 4.5. *Distribution des couleurs des 713 objets observés dans les 2 filtres.*

On peut se demander s'il y a dans le champ des objets qui sont si peu brillants dans le filtre 'off' qu'ils n'ont pas été détectés, tandis qu'ils ont été observés dans le filtre 'on'. Une inspection visuelle des deux images ne révèle aucune galaxie présente dans une des deux images et absente dans l'autre. Bien entendu, certaines fluctuations sont présentes sur une image et pas sur l'autre, c'est dans la nature même des fluctuations statistiques, et on peut se demander si certaines d'entre-elles, présentes sur l'image prise avec le filtre 'on' ne sont pas en fait des galaxies à sursauts de formation d'étoiles. N'ayant qu'une seule mesure à notre disposition, soit la magnitude dans le filtre 'on', il est impossible de déterminer l'indice de couleur de ces objets, et une approche statistique est donc plus pertinente. S'il y a une population d'objets indétectables dans le filtre 'off' et visibles dans le 'on', la distribution des objets sera différente d'un filtre à l'autre. On peut considérer, dans une statistique de comptage, que l'écart type, pour un nombre de comptes moyen beaucoup plus grand que 1, est la racine du nombre moyen de comptes. On considérera donc qu'il y a une différence significative entre les distributions d'objets détectés dans un

seul filtre uniquement si, pour une tranche de magnitudes données, on a une différence de plus de 3 fois la racine du nombre moyen de comptes (3σ). La largeur des tranches est arbitraire, mais elle doit être telle que le nombre moyen de comptes dans la tranche est beaucoup plus grand que 1, disons plus grand ou égal à 10 (3σ se situe à peu près à 1 compte, $10 - 3\sqrt{10} \approx 1$). La **Figure 4.5** illustre la distribution obtenue pour des tranches de 0,5 magnitude.

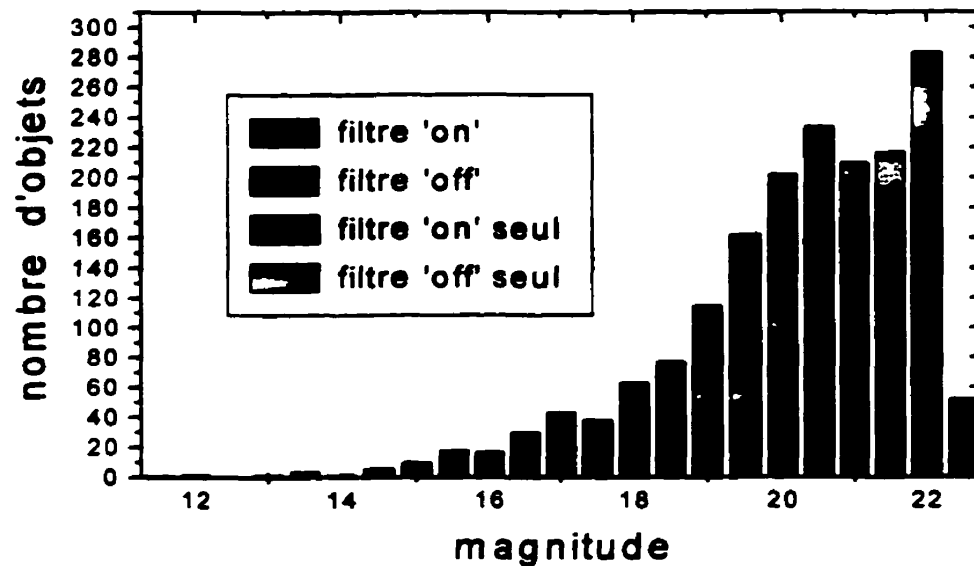


Figure 4.6. *Distribution en magnitude des objets observés.*

On remarque dans la **Figure 4.6** que pour les tranches de magnitude 21 et 22 on observe un peu plus d'objets dans le filtre 'off', mais on ne sort pas de la marge des 3σ du nombre de comptes. Dans la bande de la 23^e magnitude, on n'observe que des objets dans le filtre 'on'; cela est dû au fait que le filtre 'on' a une bande un peu plus large que le filtre 'off'. Pour des objets présentant un spectre plat, l'image prise dans le filtre 'on' est un peu plus profonde. Ceci explique que le seuil des 3σ de la luminosité du fond de ciel, utilisé

comme limite de détection, se situe à une magnitude un peu plus grande que dans le filtre 'off' (voir le **Tableau 4.4**).

4.8. LIMITES DE DÉTECTION ET MARGES D'ERREUR

Il est possible de déterminer de façon simple la magnitude à partir de laquelle la détection d'objets n'est plus efficace. De la magnitude 12 à 21, soit sur 3,5 ordres de grandeur en luminosité, la distribution du nombre d'objets en fonction de la magnitude suit une loi de puissance (voir la **Figure 4.7**). Il n'y a aucune raison particulière pour que cette loi subisse une coupure à la 21^e magnitude; celle-ci est due aux limites instrumentales. On peut donc estimer combien d'objets auraient dû être détectés dans une tranche donnée de magnitude.

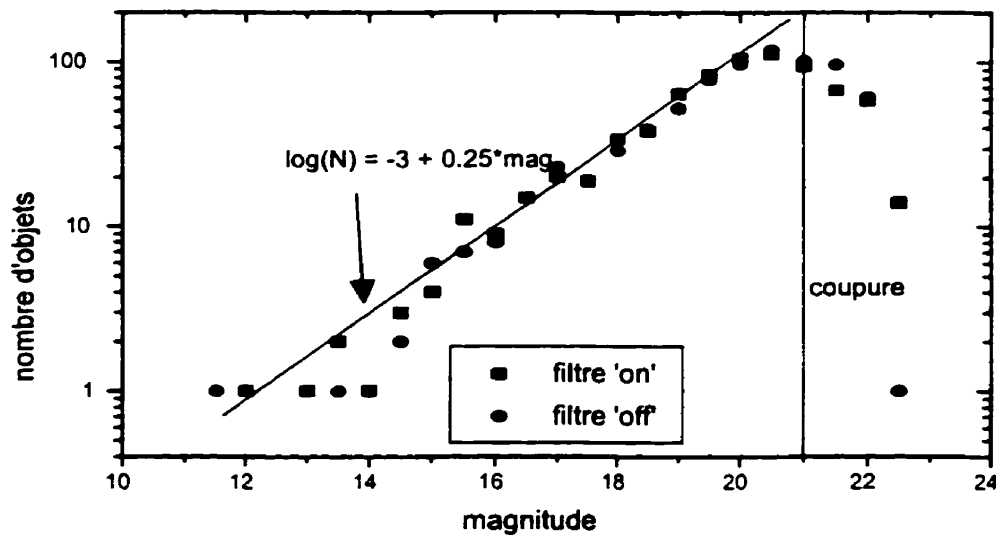


Figure 4.7. *Distribution en magnitude des objets trouvés dans les deux filtres et lissage sur une loi de puissance. On remarque que pour une magnitude inférieure à 21, la distribution suit une droite et qu'il y a une inflexion dans la distribution pour des magnitudes plus grandes.*

Tableau 4.4. Représentativité des différences dans le nombre d'objets observés dans chaque filtre.

magnitude	N_1	N_2	$\sigma = N_1 - N_2 \sqrt{N_2}$
19,5	2	1	1
20	1	0	-
20,5	3	1	2
21	4	11	2,1
21,5	30	24	1,2
22	87	77	1,1
22,5	34	3	18

Les tranches en magnitude sont découpées tous les 0,5 mag. Dans la tranche centrée sur la magnitude 20,75, on observe 69 % en 'on' et 78 % des objets prédits en 'off' par la régression sur la loi de puissance. Dans la tranche centrée sur la magnitude 21,25, on détecte respectivement 44 % et 46 % en 'on' et 'off'. Il me semble donc adéquat de considérer la 21^e magnitude comme la limite où mes données sont fiables. Les incertitudes sur les points de la **Figure 4.5** sont les incertitudes sur les magnitudes instrumentales trouvées par DAOPHOT.

4.9. CONCLUSIONS SUR LES OBSERVATIONS

Il est surprenant au premier abord de constater qu'aucun objet ayant un indice de couleur inférieur à -1 n'ait été trouvé, et ce jusqu'à la 21^e magnitude dans le filtre 'on', et qu'il n'y ait pas de surpopulation d'objets détectés seulement en 'on' jusqu'à la 22^e magnitude. On doit donc conclure qu'il n'y a que peu ou pas de population de galaxies de type magellanique en sursauts de formation d'étoiles dans les amas [VMF98] 212 et ZwCl 2255.5+2041.

Un objet de magnitude 21 à la distance de nos amas et dont tout le flux aurait été émis dans la raie [OIII] à 500,7 nm aurait un flux de l'ordre de $9,0 \times 10^{41} F_{H\alpha} F_{[OIII]}^{-1} \text{ erg s}^{-1}$, ce qui donnerait un taux de formation d'étoiles de l'ordre de $7 F_{H\alpha} F_{[OIII]}^{-1} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$. On peut donc placer cette valeur comme limite supérieure pour les galaxies les moins lumineuses de l'amas. Les galaxies plus lumineuses pourraient avoir un flux [OIII] plus grand sans différence remarquable dans notre analyse. Une galaxie avec un taux de formation d'étoiles de l'ordre de $7 M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ formerait environ 3 fois plus d'étoiles que NGC 1569 au plus fort de son activité, il y a de ça 15 millions d'années. Cela représenterait donc la formation d'une demi-douzaine d'amas géants d'étoiles (Devost, Roy & Drissen 1997).

Les valeurs de taux de formation d'étoiles qui auraient été nécessaires pour obtenir une détection sont assez élevées, et les tentatives de détections ici décrites pourraient être qualifiées d'optimistes. La galaxie NGC 1569, placée dans les amas étudiés aurait été invisible dans chacun des filtres utilisés. Elle aurait eu une magnitude de 23,4 en 'off' et environ 22,1 en 'on'.

Chapitre 5

Conclusions

Ce mémoire vise tout d'abord à faire une revue de la littérature sur le problème de la luminosité du fond de ciel. Une telle revue est pertinente pour entreprendre un programme d'imagerie profonde. Le second but du mémoire est de décrire un utilitaire modélisant le rapport S/B obtenu avec un objet de spectre donné, un spectre de ciel donné et des conditions d'observation données. Dans cet utilitaire, il est possible de faire varier le décalage cosmologique auquel se trouve l'objet et ainsi de déterminer les décalages optimaux où de fortes raies d'émission de l'objet tombent dans des 'trous' du spectre du fond de ciel. Finalement, je décris un programme de recherche d'objets présentant de fortes raies d'émission [OIII] dans deux amas de galaxies à $z \approx 0,28$. Malgré un grand nombre d'objets observés, aucun objet ne semble posséder les caractéristiques attendues pour des galaxies à très forts sursauts de formation d'étoiles.

5.1. RÉFLEXION SUR LES LIMITES DES TÉLESCOPES

Il est intéressant de prédire quelles seront les observations les plus fines qui pourront être menées avec les télescopes d'un diamètre donné. Partant de l'équation

générale du rapport S/B (équation 1.1), si on observe à la limite de l'instrument, on sera nécessairement limité par le fond de ciel, donc :

$$\eta Nt < \eta pSt, \quad [5.1]$$

$$pR_n^2 < \eta pSt, \quad [5.2]$$

$$S/B \approx \frac{\eta Nt}{\sqrt{\eta pSt}}. \quad [5.3]$$

Supposant que l'on observe un objet à une distance cosmologique, et en posant $A = 0$ et $q_0 = 0,5$, dans les équations 3.1 à 3.3, on retrouve :

$$F \propto \frac{1}{[(z+1) - \sqrt{z+1}]^2}. \quad [5.4]$$

En prenant l'équation 3.4, on trouve la relation suivante:

$$\theta \propto \frac{(1+z)^{1/2}}{\sqrt{z+1}-1}. \quad [5.5]$$

Comme le nombre de photons reçus d'un objet est proportionnel à la surface du collecteur et au flux, on a $\eta Nt \propto Fd^2$. Le nombre de photons reçus du ciel est proportionnel à la surface du collecteur, à l'angle solide observé et au flux par unité de surface, donc on a $\eta pSt \propto d^2 S \theta^2$. Substituant ces relations dans l'équation 5.3, on obtient la relation suivante :

$$S/B \propto \frac{Fd}{\theta} \sqrt{\frac{\eta}{S}}. \quad [5.6]$$

Après quelques manipulations avec les équations 5.4 à 5.6, on obtient :

$$S/B \propto \sqrt{\frac{\eta}{S}} \frac{d}{(1+z)^3 - (z+1)^{3/2}}. \quad [5.10]$$

Pour observer un objet à décalage cosmologique via la raie Ly α à 121.6 nm, dans les mêmes conditions que les galaxies à $z = 6,5$ à peine détectées avec le Keck, on aura besoin d'un télescope de diamètre d :

$$d = \sqrt{\frac{\eta_{6,5}}{\eta_z}} \sqrt{\frac{S_z}{S_{6,5}}} \frac{10(z+1)^3 - (z+1)^{3/2}}{(1+6,5)^3 - (6,5+1)^{3/2}}, \quad [5.11]$$

où S_z est la luminosité du fond de ciel dans la bande où l'on cherche à détecter la raie Ly α , $\eta_{6,5}$ représente l'efficacité totale du système pour les observations menées au Keck sur des objets à $z = 6,5$ et η_z est l'efficacité totale du système qui cherche à imager des objets à un décalage cosmologique de z .

Sur la **Figure 5.1**, on voit que pour un décalage cosmologique de l'ordre de 15, on doit utiliser un télescope d'un diamètre $d \approx 100 \sqrt{S_z \eta_{6,5} \eta_z^{-1} S_{6,5}^{-1}}$ m. La luminosité S est exprimée en photons et non pas en erg. Il est important de voir que si on diminue le terme S_z , par exemple en allant dans l'espace, un télescope tel le 'Next Generation Space Telescope' qui aura un diamètre de 10 m sera probablement suffisant pour imager des galaxies jusqu'à $z \approx 15$ et plus. Cependant, à partir du sol, avec un spectre du fond de ciel qui grimpe rapidement en flux dans l'infrarouge, des 'fenêtres' de transmission qui se font de plus en plus rares et une raie Ly α qui est de plus en plus large, identifier des objets à $z \approx 15$, comme la fait le Keck avec des objets à $z \approx 6$, semble difficilement envisageable, même avec des télescopes d'un diamètre de 100 m tels que prévus dans quelques décénies.

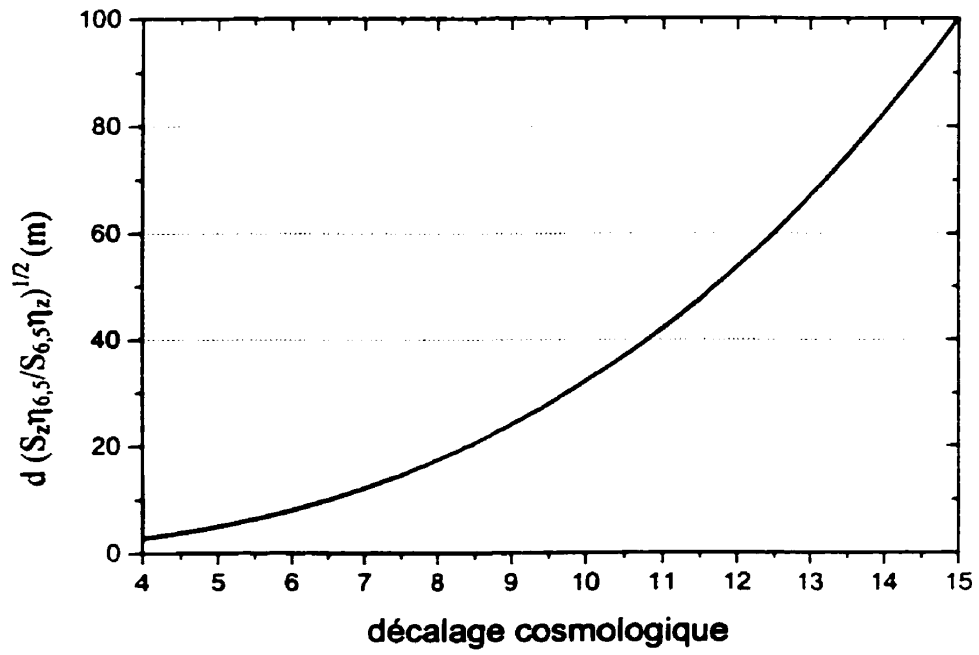


Figure 5.1. Relation entre le diamètre du télescope utilisé et sa limite de détection pour un objet à décalage cosmologique de z .

Bibliographie

- Carroll, B. & Ostlie, D. 1996, *Modern Astrophysics* (Addison Wesley)
- Cox, A. N. 2000, *Allen's Astrophysical Quantities*, ed Cox (Springer-Verlag)
- Crampton, D. & Lilly, S. 1999, *astro-ph*, 9911227
- Content, R. 1993, *ApJ*, 404, 412
- de Vaucouleurs, G. 1949, *Ann. Astrophys.* 12, 162
- Devost, D., Roy, J. R., & Drissen, L. 1997, *ApJ*, 482, 765
- Henry, R.C. 1999, *ApJ*, 516, L49
- Hu, E. M., McMahon, R. G., & Cowie, L. L. 1999, *ApJ*, 522, L9
- Kennicutt, C. 1992, *ApJ*, 79, 255
- Krisciunas, K., et al. 1987, *PASP*, 99, 887
- Krisciunas, K. & Schaefer, B. 1991, *PASP*, 103, 1033
- Krisciunas, K. 1997, *PASP*, 109, 1181
- Leinert, Ch., et al. 1998, *A&AS*, 127, 1
- Léna, P. 1996, *Méthodes physiques de l'observation* (Paris: Éditions du CNRS)
- Martin, C. 2000, communication privée.
- Noda, M., et al. 1992, *ApJ*, 391, 456
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (University Science Books)
- Osterbrock, D. E. & Martel, A. 1992, *PASP*, 104, 76

- Osterbrock, D. E., Fulbright, J. P., Martel, A. R., Keane, M. J., & Trager, S. C. 1996, *PASP*, 108, 277
- Osterbrock, D. E. & Fulbright, J. P., 1997, *PASP*, 109, 614
- Ramsay, S. K., Mountain, C.M. & Geballe, T.R. 1992, *MNRAS*, 259, 751
- Roach, F. E. & Gordon, J. L. 1973, *The Light of the Night Sky* (Dordrecht: Reidel)
- Schaefer, B. 1998, *Sky & Telescope*, 95, 5
- Stockton, A. 1999, *astro-ph*, 9911342
- Walker, E. F. 1987, *ASP*, 100, 496
- Wimmer, C. 1984, *Guide du ciel* (Boucherville: Broquet)