

REPULIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU BAKR BELKAÏ D
TLEMCCEN

FACULTE DES SCIENCES EXACTES

UNITE DE RECHERCHE MATERIAUX ET ENERGIES RENOUVELABLES

THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES

EN PHYSIQUE

SUR LE THEME

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA
MORPHOLOGIE
ET PHYSIQUE DES NEBULEUSES
PLANETAIRES

Présentée par

KHEROUS ABDELGHANI

Soutenue devant le Jury

Mr. N CHABANE SARI

Président

Pr. Université de Tlemcen

Mr. B. BENYOUCEF

Directeur de Thèse

Pr. Université de Tlemcen

Mr. R. LOUISE

Examinateur

Pr. Université d'Amiens(France)

Mr. ILES CHAOUCH

Examinateur

Directeur de Recherche C.R.A.A.G. Alger

Mr. T. BENOUAZ

Examinateur

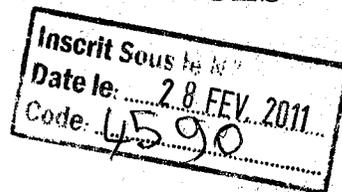
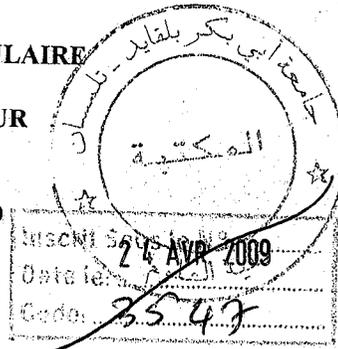
Pr. Université de Tlemcen

Mr. M. BELHAMEL

Examinateur

Directeur de Recherche C.D.E.R Alger.

Année universitaire 2006-2007



Bibliothèque sciences



4590

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail

A la mémoire de mon père

A ma mère

A mon épouse et mes enfants

Amel, Afaf, Djamel Eddine, Iness

A mes beaux parents

A mes frères.

Remerciements

A. Mr CHABANE SARI Professeur à la Faculté des Sciences Exactes qui m'a fait l'honneur de présider le Jury, qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

A Mr. B. BENYOUCHEF, Professeur à la Faculté des Sciences Exactes, qui m'a prodigué de ses conseils, je lui exprime toute ma reconnaissance

A Mr R. LOUISE Professeur à l'Université de Picardie, qui m'a proposé ce travail et qui m'a guidé par ses précieux conseils, et qui m'a permis de réaliser ce modeste travail, je lui exprime ma profonde gratitude.

A Mr ILLES CHAOUCH Directeur de Recherche du C.R.A.A.G d'Alger, qui s'est intéressé à mes travaux et a accepté d'être membre du Jury, je le remercie sincèrement

A Mr T. BENOUAZ Professeur à la Faculté des Sciences Exactes, qui m'a fait l'honneur de juger ce travail, je le remercie particulièrement.

A Mr M. BELHAMEL Directeur du C.D.E.R, qui a bien voulu examiner ce travail et faire partie du Jury, je lui exprime mes sincères remerciements .

Abstract

A planetary nebula results from the expulsion of the outermost part of a star near the end of its evolutionary lifetime before becoming a white dwarf. The mass of ionized gas in the shell averages about $0.2 M_{\odot}$. There is evidence for dense neutral condensations in many planetaries. The abundances of the elements in the shell (except for N) are practically the same as in the star before it began to evolve, but in the remnant star there is very little unburned hydrogen remaining. The space distribution of planetaries put them in the Intermediate Population I. It is possible that all stars in the mass range $M_{\odot} < M < 4 M_{\odot}$ go through the planetary nebula stage near the end of their lifetime, and that all white dwarfs are produced by this process. The lifetime of planetary nebula stage is a few times 10^4 years. They are an important source of mass return into interstellar space.

The initial expulsion may be result from the instability of the outer envelope of a greatly extended red giant near the end of its lifetime or it may result from the radiation pressure instability. It is not possible to rule out or to positively prove either of these theories, but the former seems more likely.

Keywords : *Planetary nebulae, progenitors, kinematics models, morphologies, Abel integral, photometric profile*

SOMMAIRE

Liste des symboles	
Introduction.....	1
Chapitre I : Historique Morphologie et évolution.....	4
Historique.....	4..
Morphologie des nébuleuses planétaires	6
Les progéniteurs.....	11
Les différentes géantes rouges.....	13
Les étoiles Wolf-Rayet.....	15
Evolution	16
Discussion.....	20
Chapitre II : Les moyens d'observation.....	21
Les télescopes.....	23.
Les spectrographes et spectrophotomètres	28
Le détecteur IDS.....	31
Le détecteur CCD.....	35
Le détecteur IPCS.....	44
Protocole d'observation.....	48
Dépouillement des données par VAX	52
Chapitre III : Cinématique et modèles des nébuleuses planétaires.....	59
Modèles des nébuleuses planétaires	61
Cinématique des nébuleuses planétaires.....	65
Anisotropie profondes.....	68
Classification des nébuleuses planétaires.....	70
Chapitre IV : Détermination des paramètres.....	76
Vitesses d'expansion.....	77
Rayons nébulaires.....	85
Distances aux NP.....	87
Chapitre V: détermination de l'abondance des éléments	90
Interpretation des raies d'émission.....	91
Etude morphologique	96
Détermination de la densité électronique.....	99

Applications au nébuleuses.....	101
NGC2818.....	101
He- 230.....	102
NGC 3132.....	104
Détermination de l'abondance del'azote.....	110
NC2818.....	110
NGC2346.....	114
He230.....	117
NGC3132.....	119
Chapitre VI : Application de l' intégrald'Abel.....	122
Application à NGC 6778.....	131
Application à NGC 7354.....	140.
Conclusion.....	148
Bibliographie.....	151

Liste des symboles

M_{\odot} Masse solaire (unité de masse correspondante à la masse du soleil)

M : Magnitude absolue (magnitude apparente standardisée à 10 pc sans absorption)

M_v Magnitude apparente

U B V Magnitude apparente en ultraviolet, bleu, et visuelle.

B - V : Index de couleur

$(B-V)_0$: Index de couleur intrinsèque

BC : correction bolométrique= $M_{bol}-M_v$ (toujours négative)

A : Espace d'absorption(en magnitude)

M_0 : magnitude corrigée= $m-A$

$M-A$ module de distance= $5 \log D - 5 + A$; D en parsecs

M_0-M =magnitude relative

\mathcal{F} : Flux radial par surface stellaire

\mathcal{F}' : flux similaire à \mathcal{F} mais se réfèrent au continuum

$\mathcal{F}' - \mathcal{F}$: radiation absorbées dans les raies spectrales

ϕ : Gradient absolu du continuum stellaire [$=5\lambda-d(\ln \mathcal{F}'_{\lambda})/d(1/\lambda)$]

G : Gradient relatif du continuum stellaire

D : continuité de Balmer = $\log(F_{3700+}/F_{3700-})$

$B_{\lambda}, V_{\lambda}, K_{\lambda}$: sensibilité relative au max. du bleu standard, visuel et normal
(observation des yeux)

d : distance usuelle en pcs

π : parallaxe en « '' »= $1/d$ (en pcs)

V_r : vitesse radiale

V_t : vitesse transversale

H_{α} : raie de Balmer $\lambda=6563 \text{ \AA}$

H_{β} : raie de Balmer $\lambda=4686 \text{ \AA}$ } Raies de recombinaison

Raies interdites

[OII] λ 3727 et 3729 \AA

[O I] λ 6300 \AA

[O III] λ 4363, 4959, 5007 \AA

[N II] λ 6548, 6584 \AA

[S II] λ 6717, 6731

INTRODUCTION

Découvertes il y a plus de deux siècles par Messier, les nébuleuses planétaires n'ont cessé de susciter l'intérêt des astrophysiciens. Observées à la lunette, elles ont l'aspect d'un disque diffus, verdâtre, parfaitement symétrique, évoquant une planète. La dénomination de « nébuleuse planétaire » est une description de cette vision, même si le qualificatif de « planétaire » s'avère une anomalie.

La plupart d'entre elles possèdent un degré de symétrie. Ces considérations de symétrie ont donné lieu au premier catalogue réalisé par Curtis (1918) dans lequel 62 NP ont pu être classées.

L'étude spectroscopique de ces objets a révélé qu'ils sont constitués d'une enveloppe de gaz dont la densité, très faible, est inférieure à 10^6 cm^{-3} . Elle entoure une étoile très chaude dont la température varie entre 30.000 et 100.000 K. Le rayonnement ultraviolet excite et ionise les atomes constituant ce gaz. Ceux-ci reviennent à leur état fondamental en émettant des raies dont les longueurs d'onde sont très caractéristiques de ces astres.

Le spectre d'émission de ces gaz est maintenant bien connu grâce aux travaux de Bowen et Russel (1928). Ce spectre présente en effet un certain nombre de raies d'émission qui n'ont jamais été mises en évidence au laboratoire. Bowen attribua à ces raies des transitions particulières de l'ion O^{++} et aux conditions de densité existantes au sein de ces objets. D'autres raies d'émission des nébuleuses planétaires (NP) furent identifiées que l'on dénommèrent raies interdites. Celles-ci constituent un second critère de la classification des nébuleuses planétaires. Les deux critères sont fondamentaux pour réaliser une classification des NP.

Ils ont été repris par Acker et Al (1987) et permettent une critique juste des catalogues précédents proposés par Perek et Kohoutek (1967) dans lesquels 1036 objets sont classés comme nébuleuses planétaires et dont environ 10 % ne le sont pas. L'obtention de ces spectres à haute résolution montre d'autre part que les nébuleuses planétaires sont des objets en expansion (Zanstra, 1932 ; Wilson, 1950).

Ceci suggère que l'étoile centrale est non seulement à l'origine du spectre nébulaire mais a aussi contribué à la formation de la nébuleuse. Du point de vue dynamique, une ressemblance apparaît entre les NP et d'autres objets dont le spectre représente des caractéristiques d'enveloppe en expansion par exemple les novae lentes, régions H II, étoiles T. Tauri, étoiles Wolf-Rayet (Lutz 1984, Lundström et Stenholm 1984).

La problématique consiste à déterminer la forme des nébuleuses planétaires leur distance, leur morphologie, leur âge, l'abondance des éléments qui la constituent ainsi que leur stade dans le diagramme de l'évolution. Pour cela, il est impératif de les situer dans le contexte de l'évolution stellaire. C'est l'objet du chapitre I qui traite sur les différentes étoiles qui peuvent être des progéniteurs des nébuleuses planétaires, pourquoi elles émettent de la matière et quelles sont les masses concernées par cette émission.

Les informations au sujet de ces nébuleuses sont obtenues grâce à une instrumentation sophistiquée que nous décrivons dans le chapitre II. Ces sont les télescopes qui permettent de cibler un seul objet parmi des milliers dans le ciel. Les récepteurs modernes employés tel que l'IDS (Image Dissector Scanner), les Caméras CCD (Coupled Charge Devices) ou l'IPCS (Image Photon Counting System) qui permettent de capter les images de ces objets dans les différents spectres d'émission. Ce travail n'a pu être effectué que par des moyens de calcul très performants et des procédures spécifiques décrites dans ce même le chapitre (Méthode d'obtention d'images brutes, correction d'images, obtention réseaux isophotes et profils photométriques) qui sont non seulement rapides mais permettent de aussi stocker ces informations sur des supports informatiques pour leur traitement ultérieur.

La forme des nébuleuses planétaires et des modèles proposés par différents auteurs est décrite dans le chapitre III.

Le chapitre IV consiste en la détermination des paramètres des certaines nébuleuses tels la vitesse d'expansion, le rayon et les distances. Les masses des progéniteurs et les mécanismes possibles d'éjection qui transforment une étoile en une nébuleuse planétaire (superwind, champ magnétique). D'après ces données, nous pourrons alors déterminer la morphologie attendue et celle observée, les formes ainsi que la détermination de l'abondance de certains éléments dans les NP ; c'est l'objet du chapitre V

Dans le chapitre VI nous avons traité le problème théorique concernant la représentation mathématique des formes des différentes raies (H_{α} , H_{β} , OIII, OII, NII, SII) pour 2 nébuleuses planétaires (NGC 6778 et NGC7354). Ce chapitre consistant en la modélisation de ces spectres obtenus après traitement par la méthode de l'intégrale d'Abel est la contribution de ce travail aux immenses travaux qui ont été effectués en astrophysique par d'imminents chercheurs (S.R Pottach, Minkowski, R.Louise, C.T. Hua, Perek et Kohoutek, A.acker, Maciel, etc.), et des générations d'astrophysiciens qui ont permis à l'humanité de se situer dans l'univers et s'en rendre compte de son immensité et de sa complexité.

CHAPITRE I

HISTORIQUE,

MORPHOLOGIE

ET EVOLUTION

I-1 Historique

Il y a deux cents ans, il apparut aux astronomes qu'il y a d'autres objets que les planètes les étoiles et comètes observables dans le ciel. Parce que ces objets avaient une vague apparence qu'ils furent dénommés « nébuleuses » du latin qui veut dire nuage.

L'astronome Charles Messier (1730 – 1817) eut l'idée d'établir le premier un catalogue de ces objets nébuleux afin de ne pas les confondre avec les comètes. Ce catalogue contenait 103 de ces objets et fut publié en 1784. La nature de ces objets, regroupés en premier lieu n'a pas variée depuis.

Au 18^{ème} siècle, les télescopes étaient petits et n'étaient pas aussi développés comme aujourd'hui. Les images n'avaient pas une aussi bonne définition et la photographie n'était pas encore découverte.

Dans un article publié en 1785, l'astronome William Herschel affirma qu'il existe une distinction entre la classe des nébuleuses et le reste des étoiles. Il les appela « Planetary Nebula » en anglais qui signifie « Nébuleuses Planétaires » parce qu'elles ressemblaient vaguement à un disque verdâtre.

Dans un article paru en 1791 il décrivit l'observation faite le 30 Novembre 1790 :
« C'est le plus singulier des phénomènes : une étoile de magnitude 8 avec une atmosphère ténue, lumineuse et de forme circulaire. L'étoile est parfaitement au centre, l'atmosphère est diluée. »

Cette nébuleuse qui ne fut pas prise en considération par Messier est connue sous le nom de « NGC 1514 » dans le « New General Catalog », d'où la dénomination de « NGC ». D'autres exemples de nébuleuses furent découvertes avec une étoile brillante au centre et une enveloppe beaucoup moins brillante.

Dans les années 1864 à 1918, le spectroscopie fut inventé et, il fut alors possible de mesurer la vitesse radiale des NP par effet Doppler. En même temps, différents groupes de nébuleuses furent découverts dans le plan du ciel.

Les nébuleuses diffuses et planétaires furent toutes deux trouvées dans le plan galactique, alors que les nébuleuses spirales étaient distribuées uniformément ; à l'exception de la zone dite « zone d'évitement » dans le plan galactique.

Quand Curtis a combiné les mesures des vitesses radiales avec la position des différents types de nébuleuses, il devint clair que les nébuleuses diffuses et planétaires font partie intégrante de notre galaxie, alors que les nébuleuses spirales forment une classe à part, non seulement ne faisant pas partie de notre galaxie mais peuvent être des galaxies individuelles.

Sur la base de ces informations, il est alors possible de situer la place des NP dans l'évolution stellaire. Curtis a résumé cela en 1918. Les NP sont des objets rares. Moins de 150 étaient connus dans le ciel. La proportion relative des NP par rapport au nombre d'étoiles doit être de l'ordre de 10^{-5} ou moins. Ce « minuscule » pourcentage semble indiquer que le stade de nébuleuse planétaire est un cas exceptionnel, une manifestation sporadique du chemin suivi, mais rarement, dans l'évolution stellaire.

La seule alternative à cette conclusion est que le stade de « nébuleuse planétaire » pendant l'existence d'une étoile est cette « brève » durée par laquelle passent la grande majorité des étoiles.

En adoptant cette dernière hypothèse, la durée de vie dans l'état de nébuleuse planétaire peut être alors estimée. Si la durée de vie moyenne d'une étoile de la naissance à son vieillissement et à son extinction est de l'ordre de milliards d'années, le stade de nébuleuse planétaire serait estimé à moins de 10 000 ans.

Curtis n'était pas convaincu, du fait que la durée de vie d'une NP, découlant de cette hypothèse, que chaque étoile passe par ce stade. Il estima que la vitesse d'expansion d'une NP pourrait avoir d'autres causes pour réfuter cette hypothèse

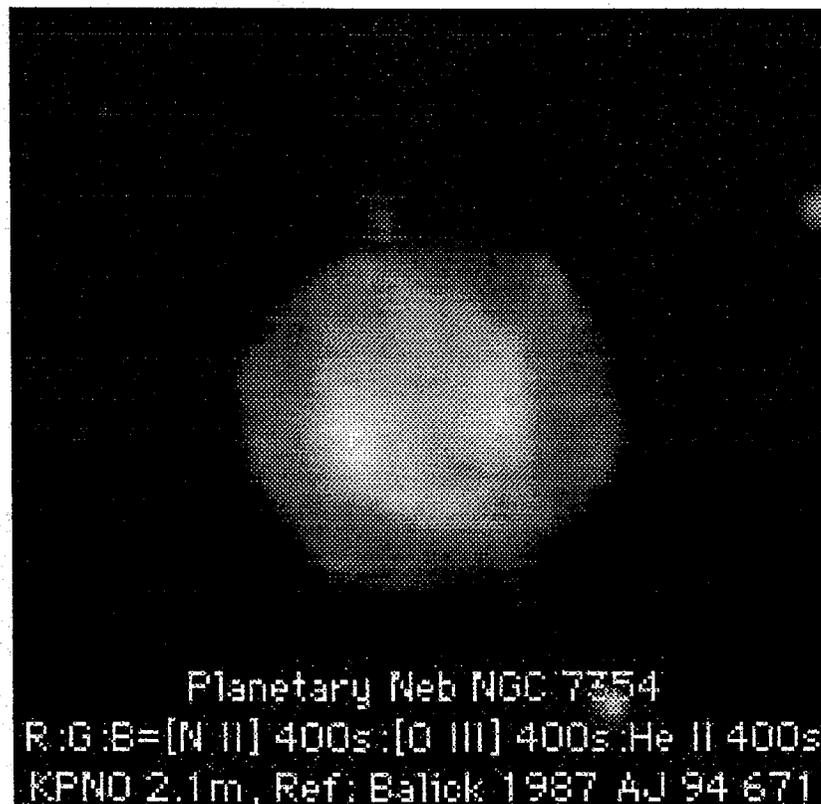


Figure I-1: Photographie de NGC 7354 (site Astrosurf/Lombry.)



Figure I-2 Photographie de la nébuleuse IC 289(site Astrosurf/Lombry2005)

I-2 Morphologie des nébuleuses planétaires

Environ 1450 NP de notre galaxie sont répertoriées , moins d'une centaine sont assez grandes et assez brillantes pour être étudiées .Cependant les photographies ne sont pas le moyen idéal pour une étude quantitative des NP d'autant plus qu'elles sont difficilement calibrables .Malgré l'utilisation de détecteurs récents ,cela n'est pas suffisant pour les extrapoler à l'état du développement des NP.

Il n'est pas si simple de dire à quoi ressemble un NP. Il y a deux raisons qui plaident en ce sens :

- 1) Les détails relevés d'une NP dépendent de la longueur d'onde de la raie observée.
- 2) Déterminer le rayon d'une NP n'est pas une chose simple, parce que, sur une photographie la NP apparaît de plus en plus grande à mesure que le temps d'exposition augmente.

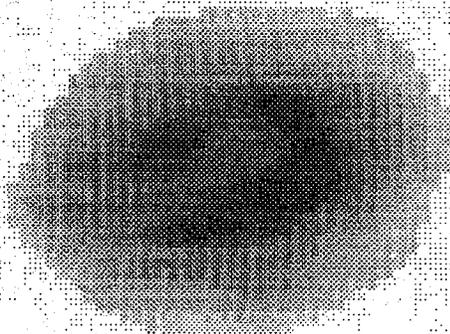


Figure I-3 photographie de NGC 7009 H α (temps d'exposition 10mn)

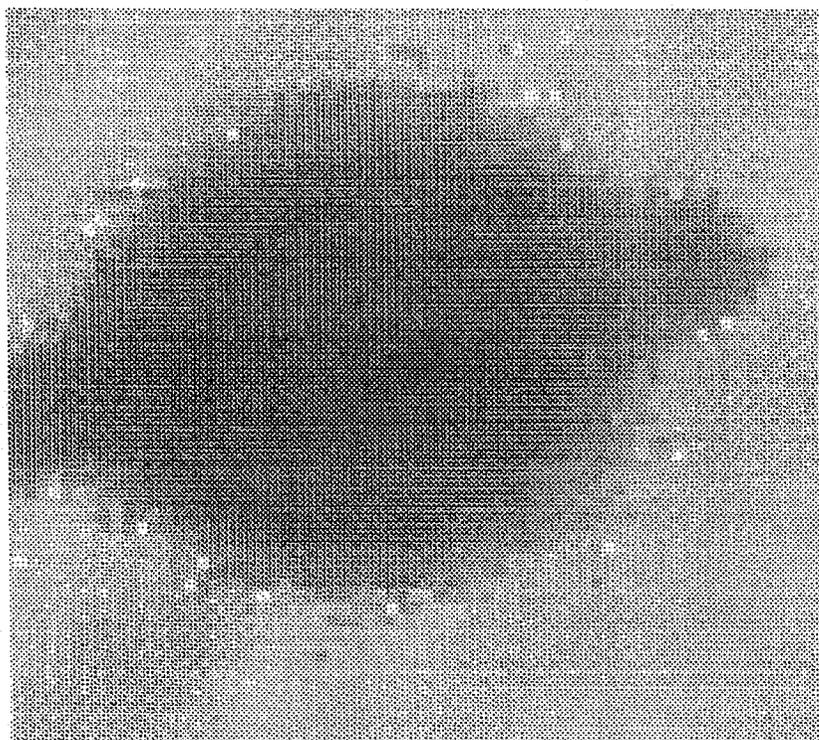


Figure 1-4 : Nébuleuse NGC 7009 en H α (temps d'exposition 30mn)

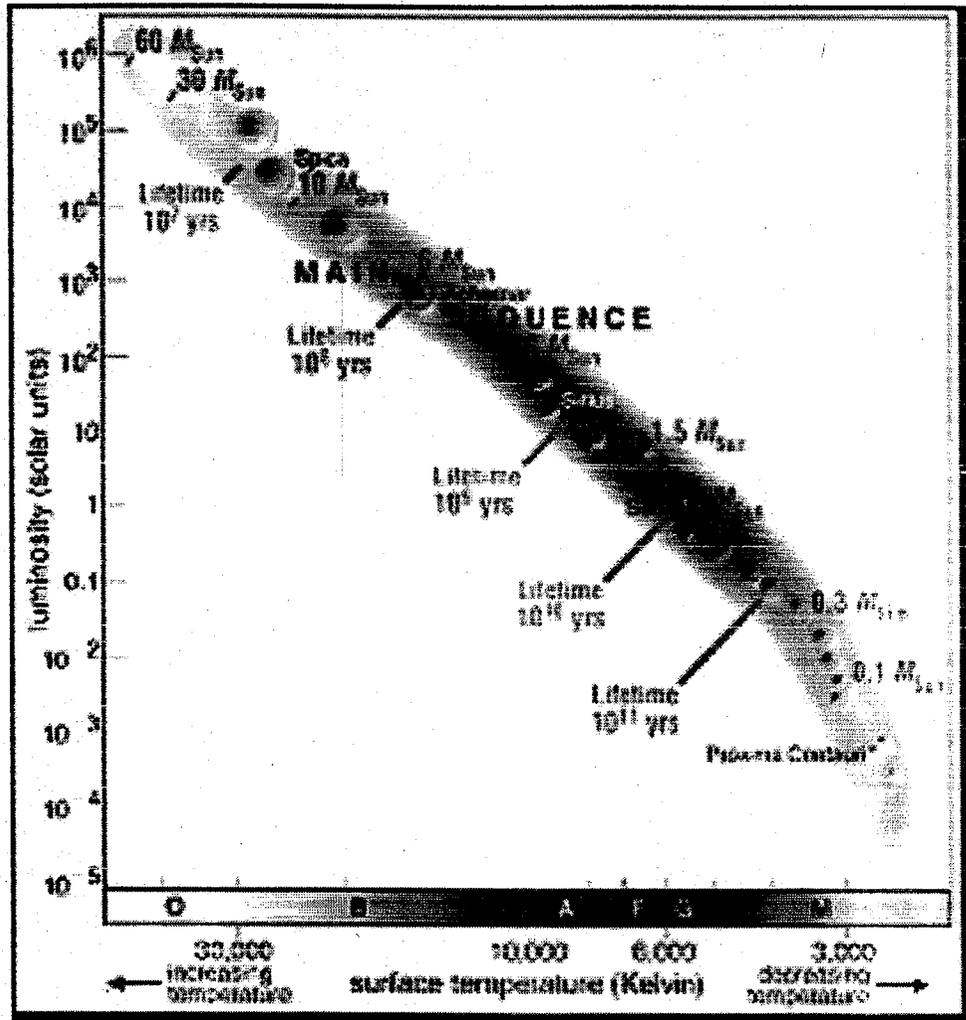


Figure I-5 : : Diagramme de Hertzsprung –Russel (étoiles de la séquence principale)

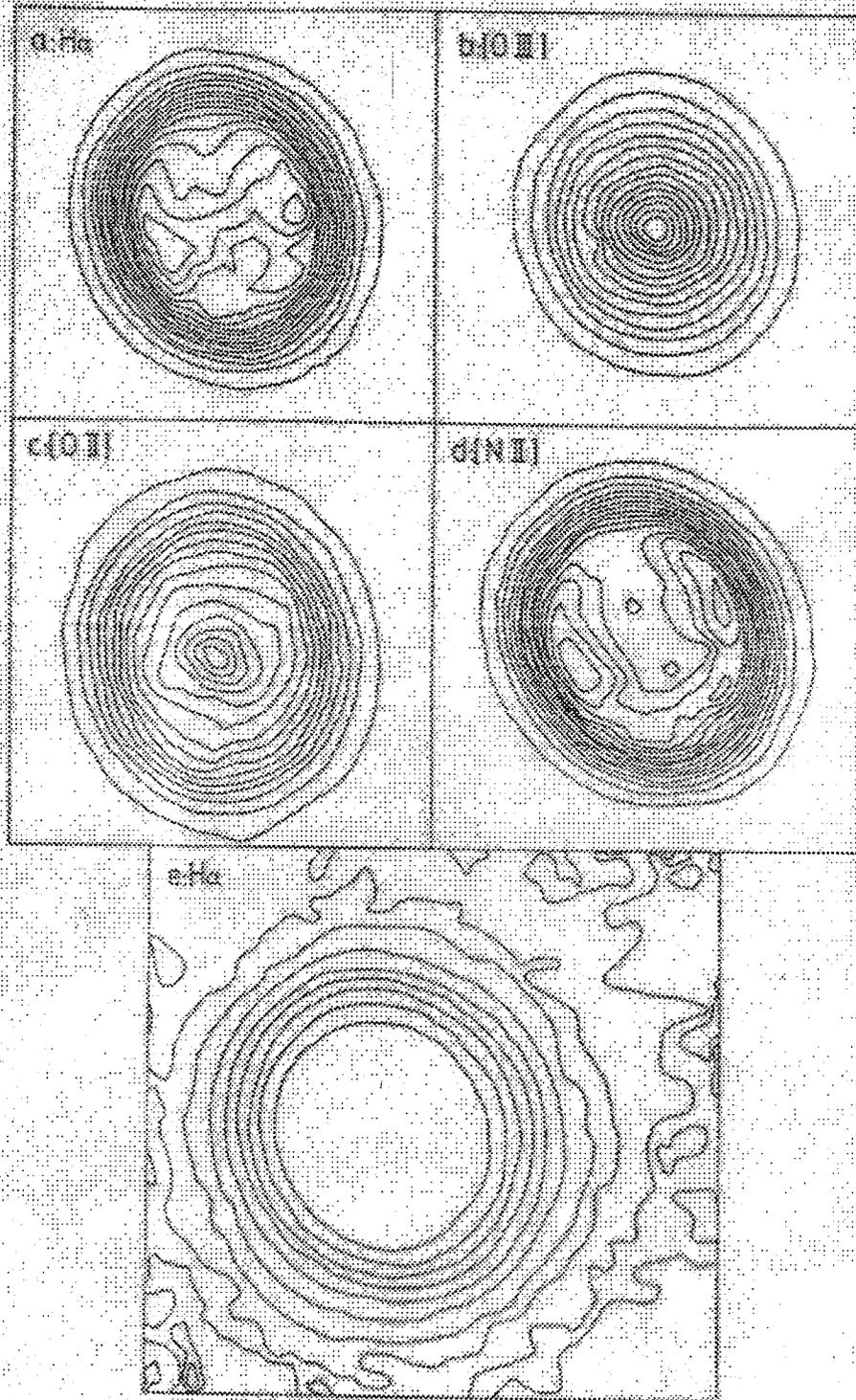


Figure 1-6 : Réseaux isophotes de la nébuleuse IC 418 ($H\alpha$, [O III], [O II], [N II])

Sur la figure (I-6) sont représentés les réseaux isophotes d'une NP.

Plusieurs remarques peuvent être faites :

- 1) la nébuleuse est grossièrement symétrique et de forme elliptique
- 2) les intensités présentent 2 pics en 2 points opposés et équidistants du centre de la nébuleuse.
- 3) La luminosité est plus faible au centre mais reste substantielle.
- 4) Les réseaux isophotes en H_{β} et [O III] sont presque identiques
- 5) Le réseau en [N II] est différent de ceux de H_{β} et [O III].

Cette différence est retrouvée dans d'autres réseaux isophotes, où les atomes émetteurs sont dans un état de faible ionisation.

Sur la photographie de la « jeune » nébuleuse IC 418, on remarque que la nébuleuse est symétrique avec des bouts apparents minces.

Sur la figure (I-6) on peut voir les réseaux isophotes de différentes raies. Les diagrammes de a à d montrent la même tendance avec quelques petites différences.

Les réseaux isophotes en [OII] et [OIII] sont complètement symétriques par rapport au centre, à la différence de celui de H_{α} qui montre un pic double. On retrouve ces pics beaucoup plus prononcés dans les raies de faible ionisation.

L'étendue de la nébuleuse est la même pour toutes les raies quoique elle a tendance à paraître plus petite pour les ionisations fortes ([OIII]) que pour les faibles ionisations ([OII] ou [NII]).

La différence est que le gradient d'intensité est plus grand en [OIII] qu'en [OII].

Sur la figure (I-6 e) on remarque le réseau isophote en H_{α} de la nébuleuse IC 418. Mais ici on a employé l'échelle logarithmique qui fait ressortir les émissions faibles

L'émission forte au centre n'est pas portée. L'émission faible s'étend sur de grandes surfaces, aussi grandes que celles estimées par les diagrammes. Le même effet peut être constaté pour toutes les raies, celle de [OIII] incluse. Ceci est vrai pour beaucoup de nébuleuses et principalement les petites. C'est pour cela qu'il s'avère difficile de définir le diamètre ou les dimensions de la nébuleuse. Pendant longtemps, les observateurs se sont trouvés devant ce problème, avec quelques différences de formes.

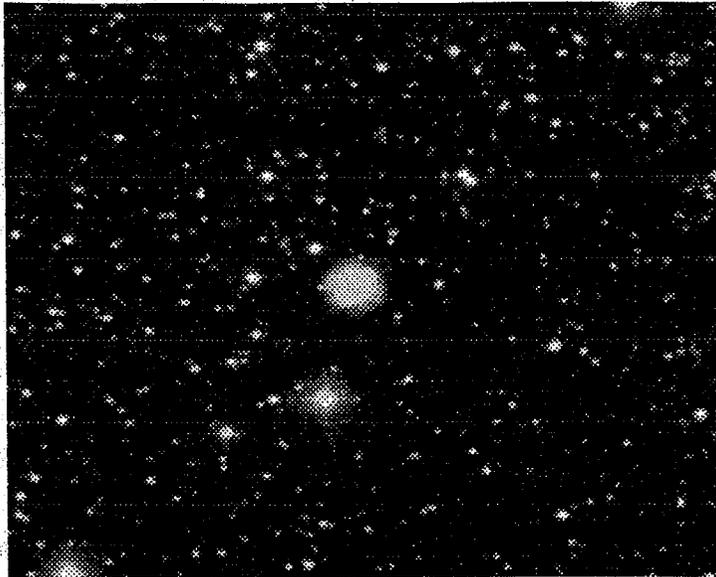


Figure I-7 Photographie de la nébuleuse IC 418 (site Astrosurf 2005)

1-2 Les progéniteurs de nébuleuses planétaires

1-2-1 Les géantes rouges

Il y a deux raisons de croire que les géantes rouges sont les progéniteurs des nébuleuses planétaires. La première est que la géante rouge se trouve sur la branche asymptotique des géantes et montre une ressemblance physique avec les nébuleuses planétaires. Le noyau qui est composé de carbone et d'oxygène dégénérés, a une masse et une grandeur qui fait penser à l'étoile centrale d'une nébuleuse dans un état avancé. Si l'atmosphère ténue de la géante rouge était écartée, le noyau devient l'étoile centrale et avec le même processus, l'enveloppe de cette atmosphère devient la nébuleuse.

Le second argument plus astreignant de l'évolution de nébuleuses à partir des géantes rouges est basé sur la vitesse d'expansion de la nébuleuse. Si la nébuleuse est éjectée à partir d'une étoile, il doit y avoir une vitesse minimale de libération du champ gravitationnel. La vitesse d'expansion résultante est déterminée à partir de la différence entre l'énergie cinétique initiale et l'énergie de libération requise. Si l'énergie initiale a une valeur infinie même en la diminuant de l'énergie de libération, la vitesse d'expansion serait illimitée (SR Pottasch. Planetary nebulae).

En fait les valeurs de la vitesse d'expansion sont comprises entre 10 Km.s^{-1} et 40 Km.s^{-1} c'est-à-dire une marge de vitesse étroite. La vitesse de libération des petites étoiles est plus grande que ces valeurs. Ces grandes valeurs, pour de telles étoiles, suggèrent qu'il soit improbable

qu'aucun processus responsable de l'éjection de la nébuleuse ne puisse donner seulement le très peu d'énergie en excès que celui nécessaire à la libération ; il est beaucoup plus probable que la vitesse de libération (V_{esc}) soit comparable à la vitesse d'expansion observée de la nébuleuse planétaire. La vitesse de libération d'une étoile de masse solaire $1M_{\odot}$ et de rayon R (en unité de rayon R_{\odot}) est donné par la relation :

$$V_{\text{esc}} = 618 R^{-1/2} \text{ Kms}^{-1} \quad (\text{I-1})$$

La valeur typique de R doit être comprise entre 100 et 200 R_{\odot} , c'est justement le rayon d'une géante rouge.

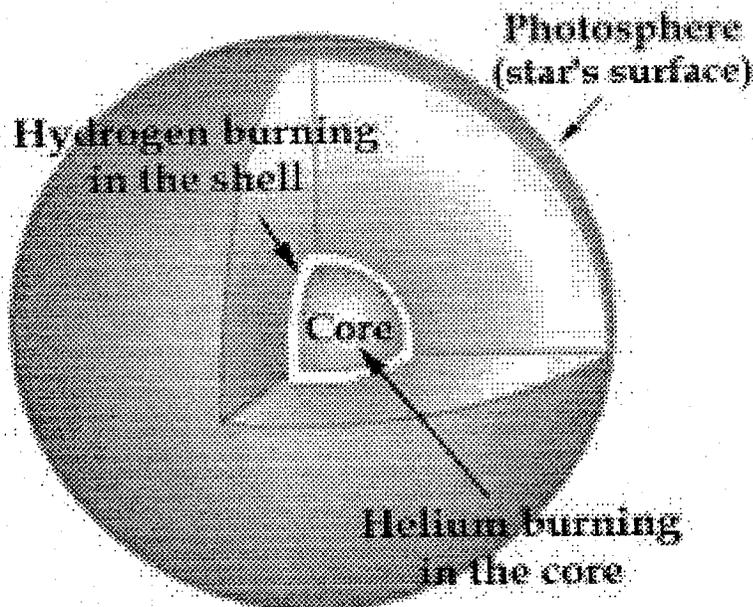


Figure I-8 : Géante rouge

Ayant établi que les nébuleuses planétaires se forment à partir des géantes rouges un certains nombres de problèmes se posent :

- quel est le genre de géantes rouges qui donnent naissance à des NP ?
- y a-t-il une évidence dans la haut taux d'éjection et donc de perte de masse dans ces objets ?
- y a-t-il une évidence observationnelle de l'existence d'étoiles qui sont dans l'état d'évolution d'une géante rouge vers une NP ?

Les différentes géantes rouges :

Les géantes rouges froides :

Par ce terme on désigne les étoiles qui ont une température effective inférieure à 4000°K et souvent inférieure à 3000°K et dont la luminosité est comprise approximativement entre 10^3 et $10^4 L_{\odot}$. Ces géantes sont divisées en 3 types spectraux, chacun ayant la même largeur de bande de température mais ayant des spectres différents.

Le type M caractérisé par une grande absorption de la bande du TiO dans la partie rouge du spectre.

Le type C caractérisé par la grande absorption causé principalement par les molécules C_2 , CN et CH.

Le type S qui indique qu'il y a une prédominance des éléments métalliques.

Cependant, les mêmes températures et les mêmes pressions existent dans les trois séquences du spectre. La différence est certainement due au changement d'abondance des éléments. En particulier, les atmosphères des étoiles de type C ont un excès de carbone par rapport à l'oxygène. Les spectres d'étoiles de type S indiquent la prépondérance de métaux lourds, particulièrement dans le processus S ; en même temps, il y a réduction de la quantité d'oxygène si bien que le rapport O/C est un peu plus grand que l'unité.

Il existe un tout petit nombre d'étoiles ayant des spectres intermédiaires entre les 2types.

Le nombre relatif de chaque type d'étoiles est résumé dans le tableau (I-1) Hormis le soleil 96% des étoiles sont de type M, 3% de type C et un très petit nombre de type S.

Dans le bulbe galactique, mis à part la région du centre galactique (zone d'évitement) , la situation est beaucoup plus prononcée : plus de 99% d'étoiles sont de type M et seulement 0.2% de type C.

Type	Local	centre galactique	Petit nuage de Magellan	Grand nuage de Magellan
M	96%	99%	40%	5%
S	1.3%	0.1%		
C	3%	0.2%	60%	95%

Tableau I-1: différents types d'étoiles progéniteurs

Dans le nuage de Magellan les proportions sont totalement différentes. Il y a plus d'étoiles de type C que d'étoiles de types M.

Dans le grand nuage de Magellan la différence entre le nombre d'étoiles de type M et celui de type C n'est pas très grande, mais dans le petit nuage, il y a 20 fois plus d'étoiles de type C que celui de type M. Cependant il n'existe pas une grande différence, du point de vue abondance dans le nuage de Magellan et le bulbe galactique.

La luminosité de toutes les géantes froides varie dans le temps. Les étoiles ayant une température basse sont vraisemblablement les plus instables

Si le mot « variable » est défini comme un changement de luminosité de l'ordre de plus de 2.5 de magnitude visuelle, alors des types spectraux M2 à M5, 9 % sont variables (SR Pottasch, Planetary nebulae); 20% du type M6 et 30% de type M7 sont variables.

Ces objets sont divisés en trois classes :

- 1) les irrégulières
- 2) les semi régulières
- 3) les Miras variables

1) *Les irrégulières* n'ont pas une période fixe ; la variation de leur luminosité est la plus petite des 3 classes

2) *Les variables semi régulières* présentent une faible variation de luminosité et donc ne peuvent être détectées dans les raies d'émission. Ce groupe d'étoiles peut être considéré comme un extension des Miras à périodes courtes.

I-2-2) Les Miras variables

Les étoiles de la dernière classe ont une période de variation de 100 à 1000 jours avec une variation d'amplitude autour de 2.5 de magnitude entre le maximum et le minimum.

Ces étoiles sont aussi des progéniteurs possibles de nébuleuses planétaires et cela pour plusieurs raisons : la plus importante est que leur atmosphère est instable et se trouve dans le processus de perte de masse considérable. D'autre part, elles sont dans le top de la branche asymptotique des géantes. En tenant compte de leur luminosité et leur température dans l'état estimé, elles commencent leurs évolutions vers le stade des nébuleuses planétaires.

I-2-3) Les étoiles Wolf-Rayet

Les étoiles Wolf-Rayet sont aussi des progéniteurs des NP. On doit considérer combien de masse M est éjectée par une étoile annuellement. Les estimations courantes qui sont basées incidemment avec des estimations très arbitraires et non fondées concernant les conditions physiques et les paramètres géométriques des étoiles Wolf-Rayet ordinaires donnent $m \approx 10^{-5} M_{\odot}$ par an.

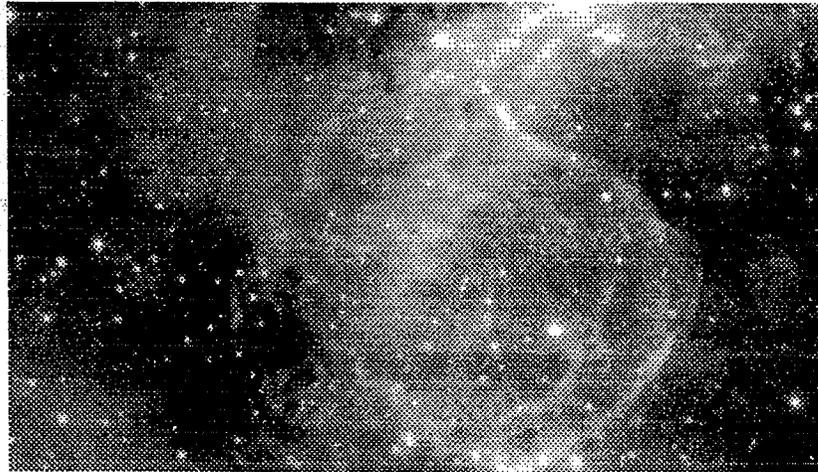


Figure I-4 : Nébuleuse NGC 2359 (site Internet 2005)

Si les étoiles WR dans les NP éjectent de la matière gazeuse avec le même taux, la masse de la NP devait au moins doubler en 10^4 ans (en assumant la masse initiale nébulaire de $0.1 M_{\odot}$) et la vitesse d'expansion peut atteindre 500 km/s (en estimant la vitesse d'éjection de 100 km/s pour les étoiles WR)

La perte de masse annuelle des étoiles Wolf-Rayet est en général donnée par la formule :

$$\frac{dM}{dt} = -4\pi R_1^2 \rho_1 v^3 10^7 \quad (\text{I-2})$$

Où ρ_1 est la densité

v la vitesse d'éjection à une distance R_1 du centre de l'étoile.

La principale difficulté est que R_1 n'est pas connu, approximativement, ou le décrément de masse annuelle est très sensible à ce paramètre comme cela est montré par la relation précédente.

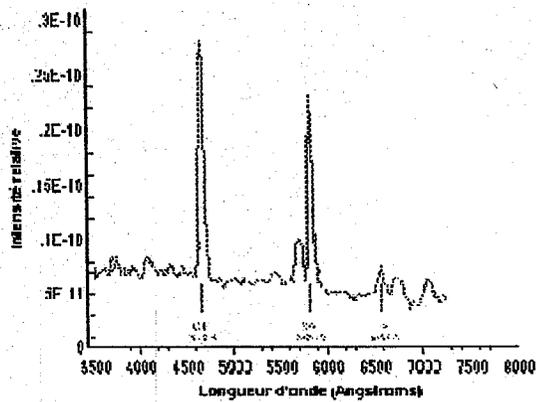


Figure I-5 : Spectrogramme de l'étoile Wolf-Rayet WR140.

On distingue clairement les raies d'émission du carbone et de l'hydrogène. (Document extrait de l'Atlas des étoil
Wolf-Rayet de A.V.Torres et P.Massey)

I-3) Evolution

I-3-1 Perte de masse

Le taux de perte de masse des géantes rouges et des super géantes a été récemment estimé par Gehrz et Wolf(1971) sur la base de leur photométrie infrarouge .Le taux d'éjection est estimé à $2 \cdot 10^{-6} M_{\odot} / \text{an}$. Si cette estimation est correcte, la masse éjectée des mira variables devrait contribuer à la formation des NP. Schklovsky a été le premier à suggérer l'idée que les géantes rouges sont à l'origine de la formation des NP. Krishna Swamy et Stecher (1969) ont proposé l'idée que les NP sont le résultat de la lente perte de masse due à la pression de radiation des grains de poussière dans les géantes rouges Les récentes observations en infrarouge et leur interprétation par Gehrz et Woolf ont supporté de façon aigüe cette idée. La densité spatiale des Miras est de $100/\text{kpc}^{-3}$ (Oort et van Tulder 1942) . Le taux de naissance des NP dans le voisinage du soleil est estimé à $3.9 \times 10^{-4} \text{ kpc}^{-3} \text{ an}^{-1}$ par O'Dell (1968) et de $3.2 \times 10^{-3} / \text{kpc}^3$ et par an par Kaler et Cahn (1971). Supposons que le taux de mortalité des Miras est égal au taux de naissance des nébuleuses planétaires et que la perte de masse est $2 \times 10^{-6} M_{\odot}$ par an pour une Mira moyenne soit 2.6×10^5 ans comme durée de vie moyenne d'une NP issue de la Mira et $0.5 M_{\odot}$ de perte de masse durant toute cette période.

Ces valeurs sont de 3.2×10^4 ans et de $0.06 M_{\odot} / \text{an}$ de perte de masse, si on adopte les valeurs données par Cahn et Kaler. En considérant tous les incertitudes, les masses sont remarquablement limitées pour les assigner aux NP.

Il serait alors plus raisonnable de conclure que les valeurs présentées ci-dessus sont consistantes avec l'hypothèse que toutes les Miras produisent des NP mais que toutes les nébuleuses planétaires ne sont pas le fait des Miras.

La luminosité moyenne des miras est de l'ordre de $10^4 L_{\odot}$ et leurs masses ne sont pas plus grande qu'une masse solaire (M_{\odot}). Pour cela que ces étoiles « devraient » avoir des noyaux dégénérés composés de carbone et d'oxygène et, de ce fait, brûler leur hydrogène et l'hélium dans leurs enveloppes

La présence d'une enveloppe de poussière et sa formation sont la conséquence du refroidissement et de la condensation de la poussière. Les causes du mouvement initial des gaz ne sont pas connues avec certitude. Il est possible que le champs de radiation très fort de l'étoile centrale se heurte aux poussières. Il est alors partiellement absorbé par celles-ci qui se trouvent de fait entraînées dans un mouvement de rotation.

Les poussières sont couplées de manière collisionnelle, ainsi les gaz se mettent en mouvement. Pour décrire quantitativement cet aspect, l'accélération des gaz de densité $n(\text{cm}^{-3})$ en un point $r(\text{cm})$ distant de l'étoile, de luminosité $L(\text{erg}^{-1})$ peut être comparée à l'absorption par les grains de densité $n_d(\text{cm}^{-1})$, de section efficace $\sigma_d(\text{cm}^2)$ et de coefficient d'absorption comme une fonction de la longueur d'onde $Q(\lambda)$

$$n.m \frac{dv}{dt} = Q(\lambda) \cdot \sigma_d \frac{L}{4\pi r^2 c} \quad (\text{I-3})$$

Où :

m masse de l'atome (g)

v la vitesse de l'enveloppe

c la célérité de la lumière ($\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$)

La perte de masse $\frac{dm}{dt}$ peut être décrite par la relation

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 \cdot v \cdot n \cdot m \quad (\text{g} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (\text{I-4})$$

La profondeur optique est définie par la relation :

$$d\tau_d = Q(\lambda) n_d \sigma_d dr. \quad (\text{I-5})$$

l'équation (I-3) devient alors:

$$\frac{dm}{dt} \frac{dv}{dr} = \frac{L}{c} \quad (\text{I-6})$$

Si la vitesse initiale est V_i lors de la formation des poussières et si V_T est la vitesse finale, l'intégration de la relation (I-6) donne :

$$\frac{dM}{dt} = \frac{L\tau_d}{V_T} = 2.10^{-8} \frac{\tau_d L}{V_T} \quad (M_{\odot}/\text{an}) \quad (\text{I-7})$$

Dans le membre droit de l'équation (I-6), L est exprimée en L_{\odot} et V_T en (Km s^{-1}) . L peut être déterminée à partir du tableau (I.2) exprimant la magnitude bolométrique absolue et les températures effectives pour les Miras variables.

Périodes (jours)	125	200	300	400	500
M_{bolo}	-1.6	-3.9	-4.1	-4.3	-4.6
T_{eff}	3000	2800	2650	2500	2350

Tableau I 2. Magnitude bolométrique et température effective des Miras

L'opacité τ_d est la valeur moyenne des différentes longueurs d'ondes en accord avec la distribution des radiations en fréquence de la réponse de la poussière à ces radiations.

On peut utiliser les valeurs de $2\mu\text{m}$ et $5\mu\text{m}$ pour les valeurs des pics de flux en première approximation. Mais il s'avère difficile de déterminer τ_d de l'équation (I-3) non seulement parce que les propriétés de la poussière ne sont pas bien comprises, mais aussi la grandeur de la région est incertaine.

Il existe d'autres moyens des indicateurs de la perte de masse. L'un d'eux est la mesure de raies d'émission dans les longueurs d'ondes millimétriques de CO dans les régions entourant l'étoile Mira. On observe des molécules ^{12}CO et ^{13}CO . Ceci est important parce que ^{12}CO est plus abondant et que la raie observée est saturée (profondeur optique). Ces mesures sont similaires à celles de CO entourant la nébuleuse NGC 7027 (SR POTTASCH, (the Planetary Nebula p.247). Seulement pour ce cas, la perte de masse peut être estimée qu'en employant un modèle simplifié. Au début la masse de CO est déterminée par la raie de ^{13}CO ensuite le rapport de CO/H peut être estimé à condition d'avoir une bonne estimation des abondances des éléments de carbone et d'oxygène transformés en CO.

de CO/H peut être estimé à condition d'avoir une bonne estimation des abondances des éléments de carbone et d'oxygène transformées en CO.

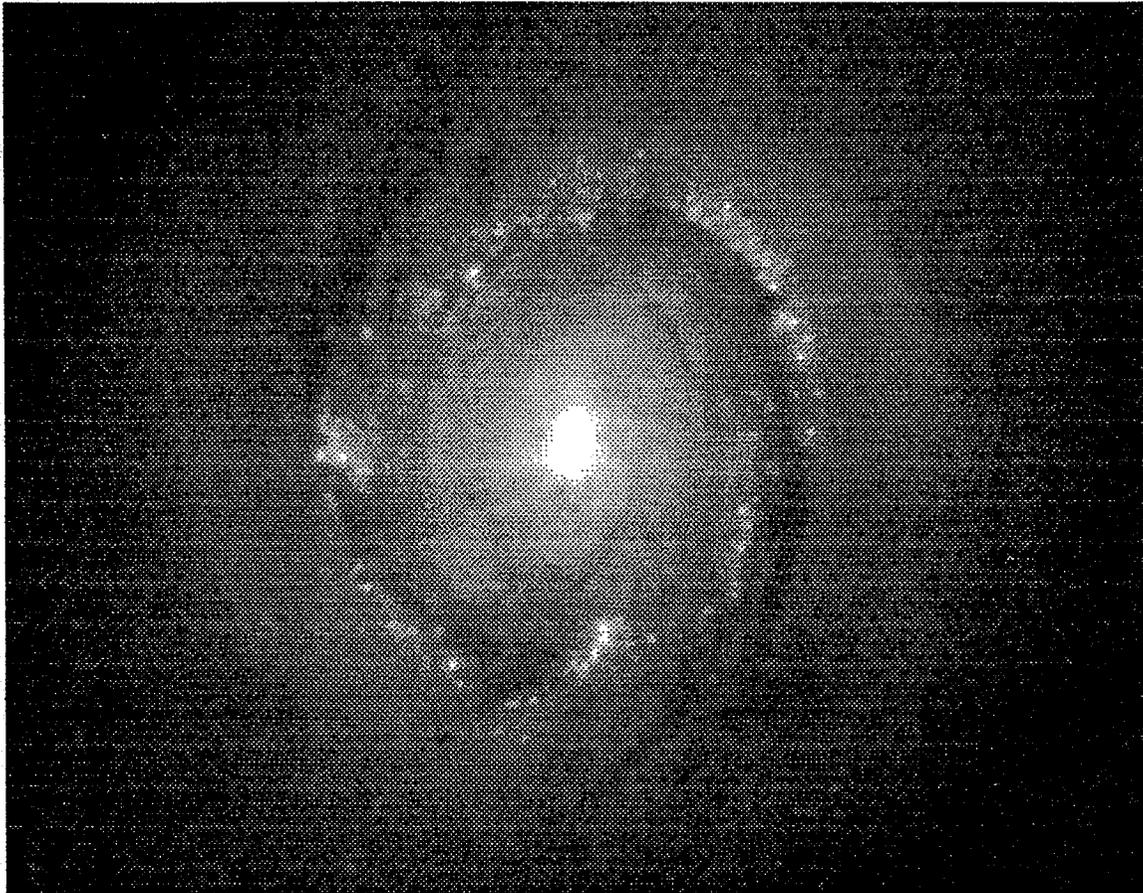


Figure I-5 Photographie de NGC 4314 (tirée du site Internet Astrosurf .com. / Lombry 2005)

Discussion :

Certains aspects généraux de l'évolution d'une géante rouge en une nébuleuse planétaires sont assez clairs. La plupart des géantes rouges ont expulsé leur atmosphère par pulsations avec un taux de perte de masse considérable.

Dans l'état de protonébuleuse, la période de pulsation est courte environ 200 à 300 jours. La perte de masse correspondante est environ $10^{-6} M_{\odot}$ /an ou moins avec une vitesse de 10Km/s. Par un processus non encore défini, la perte de masse augmente à $3 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ /an. La période correspondante augmente jusqu'à 600 à 2000 jours.

La matière éjectée a la même température que l'atmosphère de la géante rouge. Quand les gaz se détachent de l'étoile, ils refroidissent entre 700K et 1500K, une partie de la matière se condense en poussières qui absorbent alors la lumière de l'étoile, du moins dans le visible et la région spectrale du rouge ; de ce fait l'étoile disparaît de la ligne de vue. Pour observer la progression de son évolution, des mesures en infrarouge lointain ou dans les ondes radios doivent être faites

CHAPITRE II

LES MOYENS D'OBSERVATION

1-Introduction :

Le but des observations en astrophysique, sur le plan instrumental, est de recueillir le maximum de lumière possible pour pouvoir l'analyser de façon aussi poussée, aussi fine que le permet notre connaissance sur les lois de la physique. Il faut donc, du point de vue optique, de grandes surfaces collectrices.

Avec des lunettes astronomiques, on est vite limité, car la réalisation des lentilles de diamètre supérieur à 1 mètre ou 1,5m pose d'énormes contraintes techniques ; par contre on est en mesure de fabriquer des grands miroirs tel que le 6m de Zelentchouk skaia(Caucase ex-URSS) ou le 5m de Mont Palomar (USA).

L'analyse de la lumière captée se fait grâce à de grands spectrographes à réseaux ou des interféromètres dont le but est d'obtenir la répartition spectrale d'énergie $e(\lambda)=f(\lambda)$ dans un certain domaine d'énergie appelée spectre de l'étoile. Selon l'astre étudié, le domaine spectral couvre depuis l'ultraviolet lointain $\lambda < 3000\text{\AA}$, rayons X et δ , jusqu'au ondes radio, en passant par le domaine visible et infrarouge. Pour chaque domaine spectral, il faut une instrumentation spécifique. Ainsi pour l'observation de l'UV, I R, X ou δ , il est nécessaire d'utiliser des ballons, fusées ou satellites artificiels car l'atmosphère terrestre absorbe complètement ces rayonnement. Pour des ondes radio, on utilise des radio télescopes (Nançay).

A coté des instruments capteurs et de l'analyse, il faut ajouter des récepteurs spécifiques ultrasensibles tels que la camera électronique, le système d'analyse, de photon, tube -image, CCD(Coupled Charge Devices), l'IPCS(Image Photon Counting System) etc.

L'analyse de la lumière ne se limite pas au spectre. $e(\lambda)=f(\lambda)$; on peut aussi analyser la polarisation grâce aux polarimètres. Nous verrons plus loin comment chaque type d'observation peut nous renseigner sur l'état physique de l'astre.

II-2/ Lunettes et télescopes :

1) Lunette de Galilée et lunette astronomique :

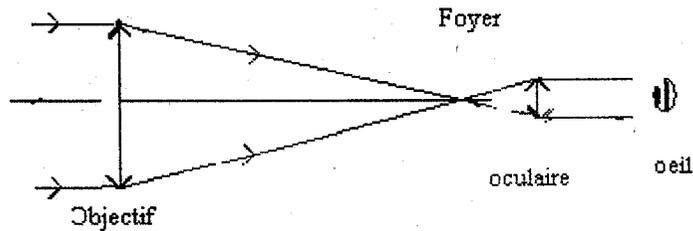


Figure II-1 schéma de principe du télescope.

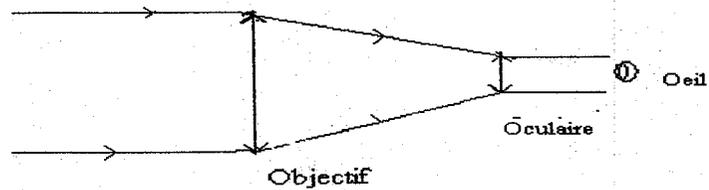


Figure II-2 Schéma de principe de la lunette de Galilée

2) Différentes combinaisons de télescope :

Un télescope est constitué par un grand miroir principal suivi d'un ou de plusieurs miroirs secondaires. Le miroir principal est parabolique (stigmatique au foyer) ; les miroirs secondaires sont plans (miroir de renvoi) hyperboliques ou elliptiques (stigmatisme des foyers).

L'observation peut se faire directement au foyer principal. Dans les grands télescopes de diamètre $D \geq 3.6m$ l'observateur s'enferme dans une cage solitaire au foyer pour effectuer les observations (foyer primaire). Les propriétés optiques du miroir principal dépendent de son ouverture caractérisée par l'angle Φ . Dans la pratique, les opticiens utilisent un nombre m défini par $m = F/D$ et caractérise "l'ouverture" du miroir par F/m (ex : $F/3$, $F/6$, $F/15$ etc.)

Foyer Newton (généralement $F/6$) on utilise un miroir de renvoi plan.

Foyer Cassegrain : Miroir principal hyperbolique, (foyer f' virtuel, $F/15$).

Foyer Grégory : (Miroir secondaire elliptique, (foyer f' réel).

Le miroir principal est placé en son centre, le dégagement du foyer permet une instrumentation importante derrière le télescope.

Foyer coudé : Spécialement conçu pour des appareils fixes (grands spectrographes) A partir de la combinaison Cassegrain on ajoute deux miroirs de renvoi plans m et m' tel que mm' soit dans la direction des pôles, le faisceau $m'F$ est fixe.

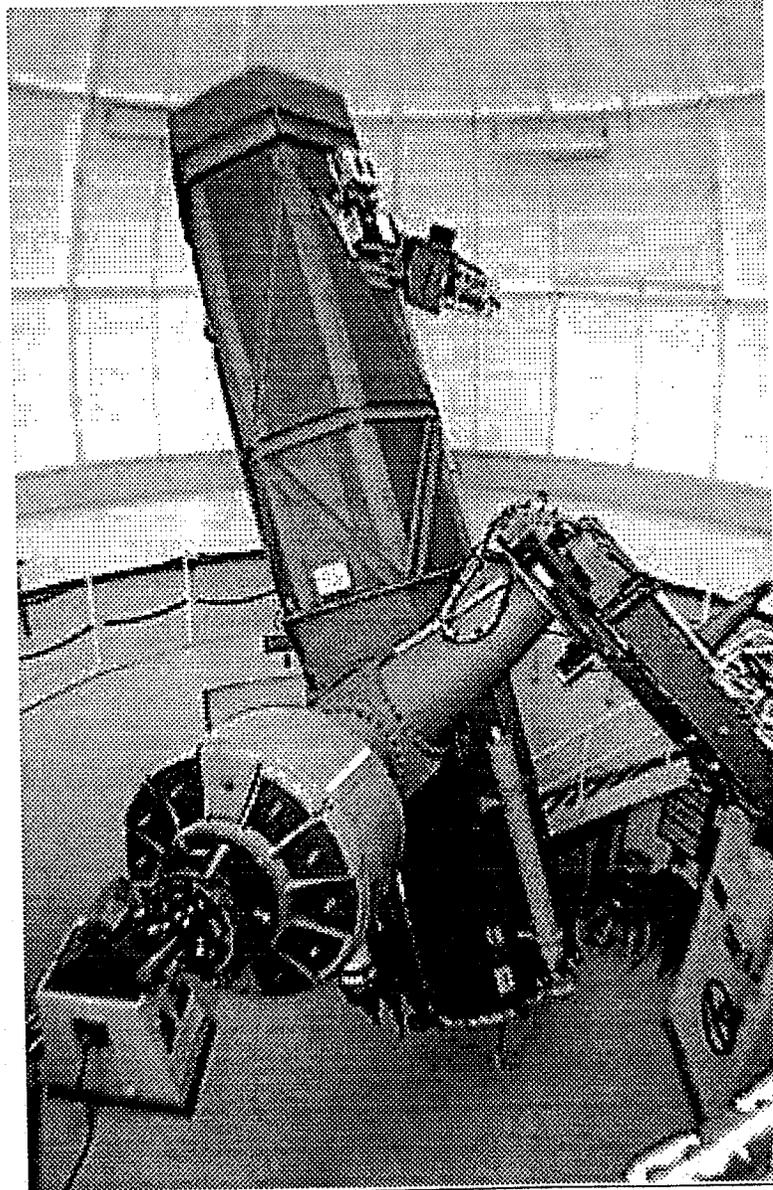


Figure II-3 : Télescope Foyer Newton (OHP)

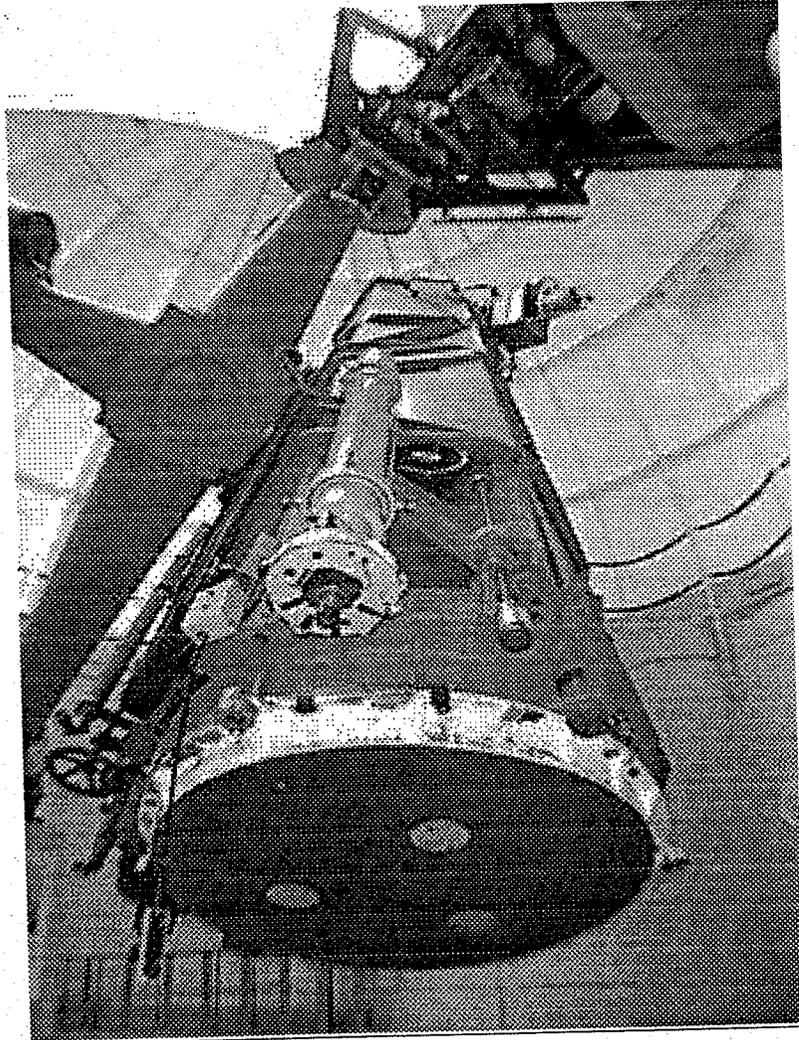


Figure II-4 : Télescopes 1.52m de l'OHP (site Internet OHP)

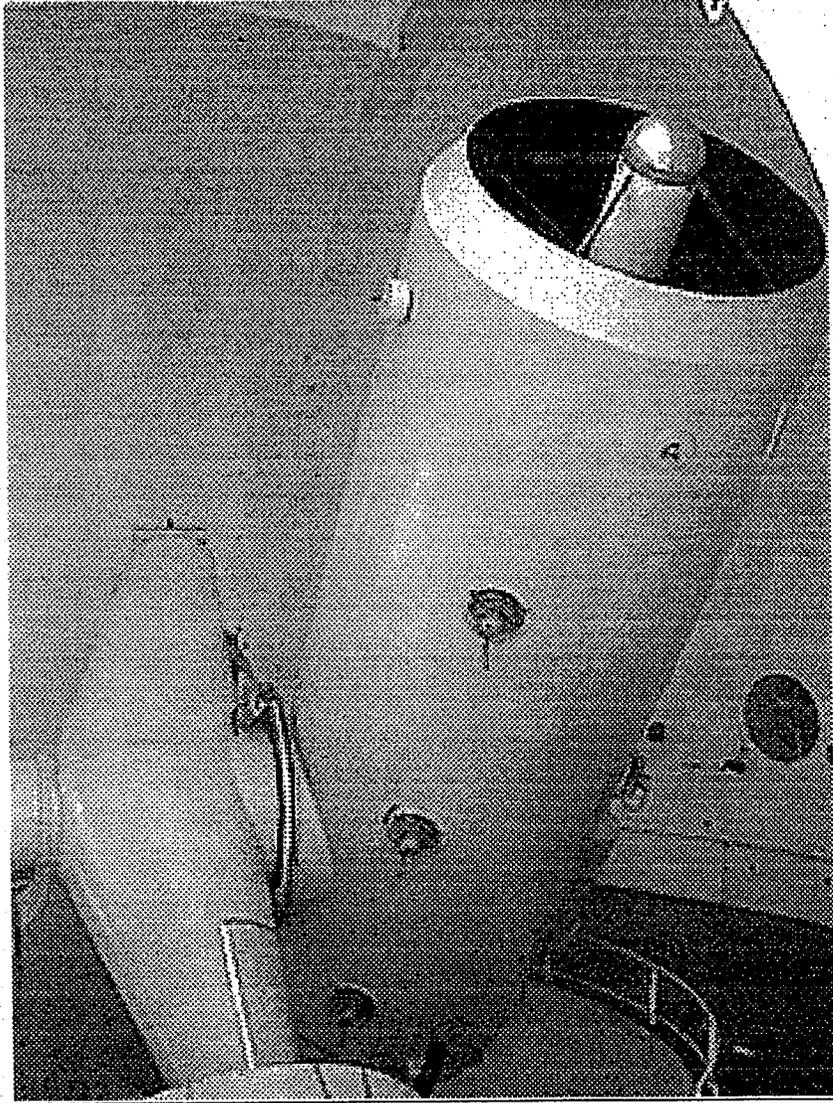


Figure II-5 : Télescope 1.52 m de l'OHP (tiré du site Internet de l'OHP)

II-3 Les spectrographes et spectrophotomètres

II-3-1 Le spectrographe à fente

La plus grande partie de nos connaissances en astrophysique provient des observations spectrographiques et spectrophotométriques (température, densité électronique, composition chimique, vitesse radiale distance etc....)

On peut représenter schématiquement un spectrographe par une fente F perpendiculaire au plan de l'image formée au foyer du télescope, un collimateur C transformant le faisceau en un faisceau lumineux incident en un faisceau de rayons parallèles, un élément dispersif (réseau de diffraction ou prisme) un objectif de chambre O formant l'image de la fente pour chaque longueur d'onde λ sur un récepteur P (récepteur électronique)

En principe on peut mettre le spectrographe à n'importe quel foyer, à condition que l'ouverture du télescope soit au plus égale à celle du spectrographe ($\Phi_{\text{tél}} \leq \Phi_{\text{spectr.}}$)

Les spectrographes modernes sont équipés sans exception de réseaux à échelettes concentrant toute la lumière dans un seul ordre k

$$\sin i + \sin \theta = k.n. \quad (\text{II-1})$$

Où i : angle d'incidence

θ Angle de diffraction

n : le nombre de traits au millimètre

Avant et après chaque observation, on enregistre le spectre de comparaison (arc au fer (Hg, Cd, W, etc.) ; le spectre de comparaison permet l'étalonnage en longueur d'onde et de mesurer avec précision les raies des astres.

II-3-1 Le spectrographe sans fente

le spectrographe sans fente permet d'observer une seule étoile à chaque fois. Lorsqu'on veut faire une classification d'étoiles, ou une étude statistique sur un champ d'étoiles, le moyen le plus rapide c'est d'utiliser le prisme objectif ; à la place d'un point, on obtient sur la plaque l'image du spectre. Il y a autant de spectres que d'étoiles dans un champ de plusieurs degrés carrés

II-3-2 Le spectrophotomètre ELODIE de L'OHP

ELODIE (JPEG 19 Kbytes) est un spectromètre à dispersion croisée, à poste fixe, situé dans une pièce climatisée au 1er étage du bâtiment du 1,93 m. Les premières observations ont été effectuées le 1er juin 1993. Il est illuminé par une paire de fibres optiques depuis le foyer Cassegrain. L'ouverture des fibres sur le ciel est de 2". Une des fibres est éclairée par l'étoile et l'autre, si on le désire, par le ciel. Les spectres (JPEG 56 Kbytes) couvrent un domaine d'environ 3000 Å (entre 3850 et 6800 Å) avec une résolution de 45000. ELODIE peut être utilisé pour la mesure précise de vitesses radiales (+/-15 m/s) par corrélation numérique ou en mode échelle normal, auquel cas aucun calcul de corrélation n'est effectué.

II-3-2-1 Pointage et guidage

Une tête de fibres est montée au foyer Cassegrain du télescope de 1m93 et porte la caméra de visée assurant le guidage automatique, les lampes de calibrage et les correcteurs de réfraction atmosphérique. Le champ de vue est de 3,5'x2,5'. Le système de pointage du télescope est décrit au Chapitre sur CARELEC. Il est possible d'afficher des cartes du ciel jusqu'à la magnitude 15 à l'aide du *Guide Star Catalogue*, sur le terminal X situé au poste de l'opérateur du télescope. Il y a des limites au pointage du télescope à cause de la monture asymétrique (voir abaque).

II-3-2-2 Contrôle des fonctions

Toutes les fonctions du spectromètre sont contrôlées par le logiciel LIDO, sur une station de travail Sun (appelée ALIX) qui effectue également le traitement des données à l'aide du logiciel TACOS. L'état du spectromètre, de la pose en cours et du traitement effectué, sont affichés en permanence.

II-3-2-3 : Fente d'entrée

Il n'y a pas de fente. Les deux trous d'entrée sont séparés de 1,8' sur le ciel. Ces deux trous éclairent les fibres qui alimentent le spectrographe. Le diamètre de chaque trou est de 2" sur le ciel. Deux modes différents d'alimentation du spectrographe existent : fibres directes ou fibres brouillées.

II-3-2-4 Réseau

Un seul réseau Milton-Roy travaillant à 75° est monté à demeure. Il fournit 67 ordres pour le spectre de l'étoile entre 3850 et 6800 Å. Aucun réglage n'est à effectuer. La résolution mesurée est de 45000

II-3-4-5 Lampes de calibrage

Deux lampes sont montées sur la tête de fibres : une lampe au **tungstène** pour la calibrage relatif en flux ("flat Field") et une **lampe au thorium** pour la calibrage en longueur d'onde.

II-3-4-6 Détecteur

Le détecteur utilisé est un Tektronix 1024x1024 à faible bruit de lecture, aminci, éclairé par l'arrière et traité anti-reflets, avec des pixels de 24 microns. Le gain utilisé est de 2.65 e-/ADU. Le bruit de lecture est de 8.5 e- et la valeur de l'offset est normalement de 390 ADU, mais elle est déterminée pour chaque pose à partir d'une zone d'overscan.

Rapport Signal/Bruit

Un graphique donne le rapport signal sur bruit attendu en fonction de la magnitude de l'objet (pour une pose d'une heure) pour deux types de conditions d'observation (efficacité standard et maximale). Le même graphique existe en format Postscript gzippé

Traitement des données

Un des aspects particuliers à ELODIE est son fonctionnement étroitement couplé à un logiciel automatique de réduction des spectres, réalisé par l'Observatoire de Genève. Ce logiciel effectue l'extraction optimale des ordres, leur sommation perpendiculaire à la dispersion et leur mise en longueur d'onde. Un calcul de corrélation est possible immédiatement après la pose, fournissant des vitesses très précises (+/-50 m/s). Pour cela, différents masques numériques sont disponibles (issus du spectre d'Arcturus) qui correspondent à différents degrés de résolution spectrale, ou de rotation

($R= 37000, 25000, \text{etc.}$). Un mode d'observation ultra-précis est aussi possible ($\pm 15 \text{ m/s}$), avec l'acquisition d'un spectre de calibrage en longueur d'onde en simultané avec la pose sur l'étoile (c'est la deuxième fibre qui est alors illuminée par la lampe au thorium).

Archivage des données

Les images CCD brutes, les ordres extraits, sommés, redressés et mis en longueur d'onde, ainsi que les résultats de la corrélation, sont archivés automatiquement par le système. Ceci constituera une base de données qui sera exploitable ultérieurement.

II-4 LES DETECTEURS ELECTRONIQUES

Grâce au progrès de la micro électronique et de la technologie des semi-conducteurs, de nouveaux détecteurs ont été mis au point et qui ont considérablement augmenté la précision des observations astronomiques. Ces détecteurs comme l'IDS (Image Dissector Scanner) utilisé pour l'observation spectroscopique, le CCD (Coupled Charge Devices) utilisé pour obtenir des nuages monochromatiques ou l'IPCS (Image Photon Counting System) produisent des nuages sous forme digitale qui peuvent être stockées sur bande magnétiques ou disques. C'est un progrès considérable par rapport aux détecteurs antérieurs facilitant d'autant plus le traitement ultérieur des informations ainsi collectées.

II 4.1 L'image Dissector Scanner (I.D.S)

1. Description et principe :

L'IDS fût développé par Robinson et Wampler (1972) à l'observatoire de Lick. Le système se compose essentiellement de trois tubes images à focalisation électrostatique montés en cascades et couplés par fibres optiques.

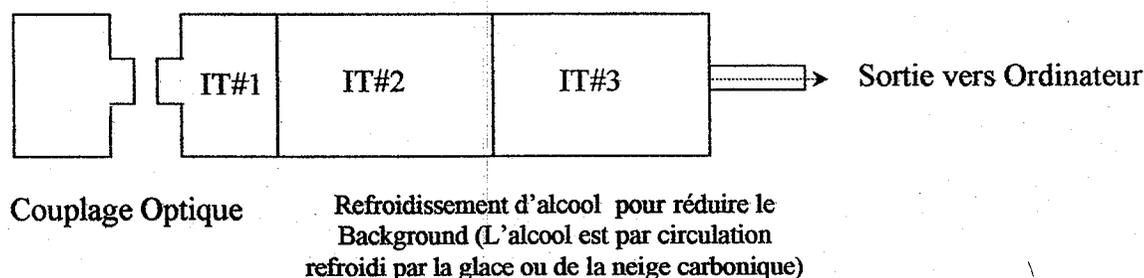


Figure II-6 : Principe de l'IDS

Le spectre obtenu à l'aide du spectrographe Bollen et Chivens tombant sur la photo cathode du tube image IT1 constitué essentiellement de matériau semi-conducteur peut être ainsi reproduit sur le phosphore du tube image IT#3 avec un facteur d'amplification 10^5 (Robinson et Wampler 1972). L'ensemble du détecteur est refroidi par une circulation d'alcool afin de réduire le bruit de fond, l'alcool étant lui-même refroidi par la neige carbonique.

Le dissecteur d'image balaie alors le phosphore du tube de sortie avec une période de l'ordre $1\mu\text{s}/\text{Pixel}$ (Picture element), compatible avec le temps de relaxation du phosphore, temps voisins des 5ms (Robinson et Wampler 1972). Les impulsions électriques résultantes de l'émission par le phosphore de photons sont alors comptées et stockées dans une mémoire de 4096 mots (Ford,

1979) ; chaque mot de la mémoire correspond à une zone définie de phosphore, donc au spectre observé (Figure II-6) le phosphore se comporte ainsi comme une mémoire temporaire.

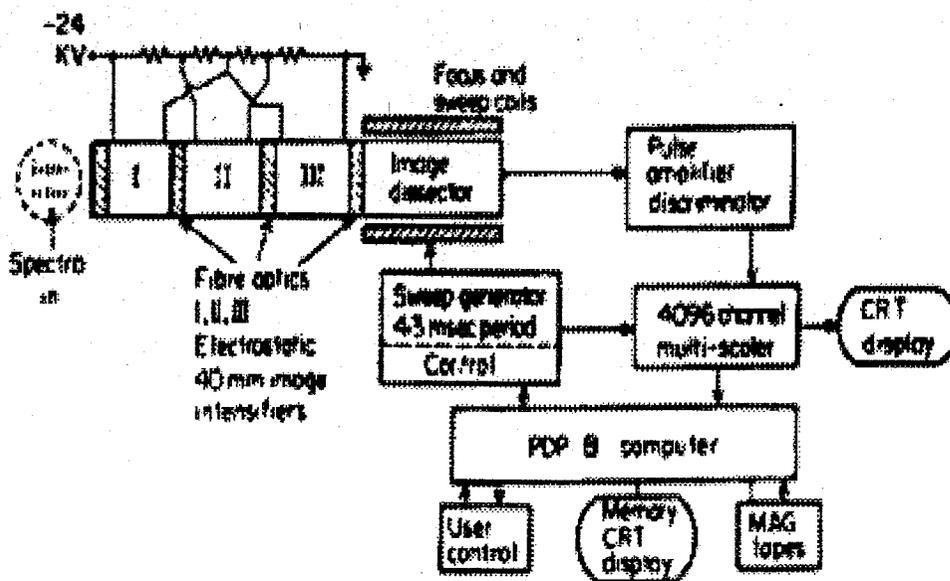


Figure II-7: Schéma de principe de l' I.D.S.

Le dissecteur d'images réalise deux balayages successifs : l'un, le spectre du ciel et l'autre le spectre du ciel et la nébuleuse. Cette procédure est rendue possible grâce à la présence de deux fentes d'entrée sur le spectrographe . Chaque spectre occupe alors une zone mémoire de 2048 mots et seule la procédure de réduction permettra d'extraire le spectre nébulaire.

Le contenu de la mémoire peut être visualisé en permanence par l'observateur sur un écran permettant de contrôler ainsi les résultats de ses observations. Il pourra également enregistrer les spectres sur disques ou bandes magnétiques comme l'indique la figure II-7. Cette figure décrit également la procédure de dissection d'images et de comptage des impulsions électriques.

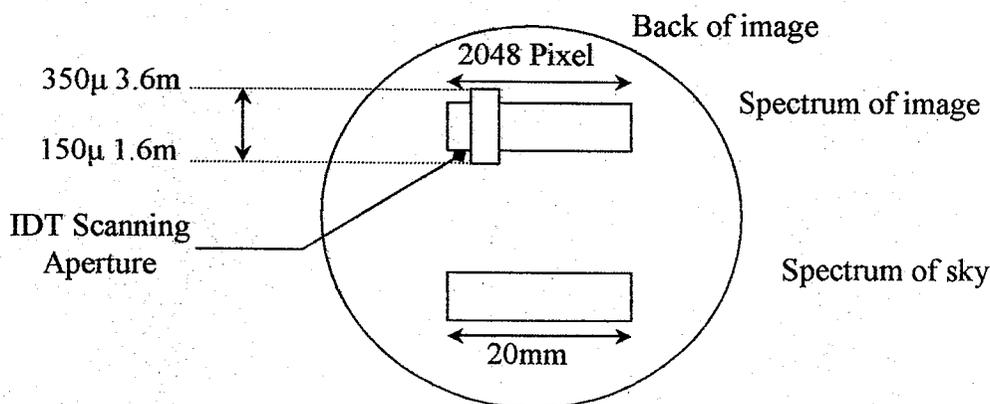


Figure II- 8 : Schéma de l'arrière du tube image

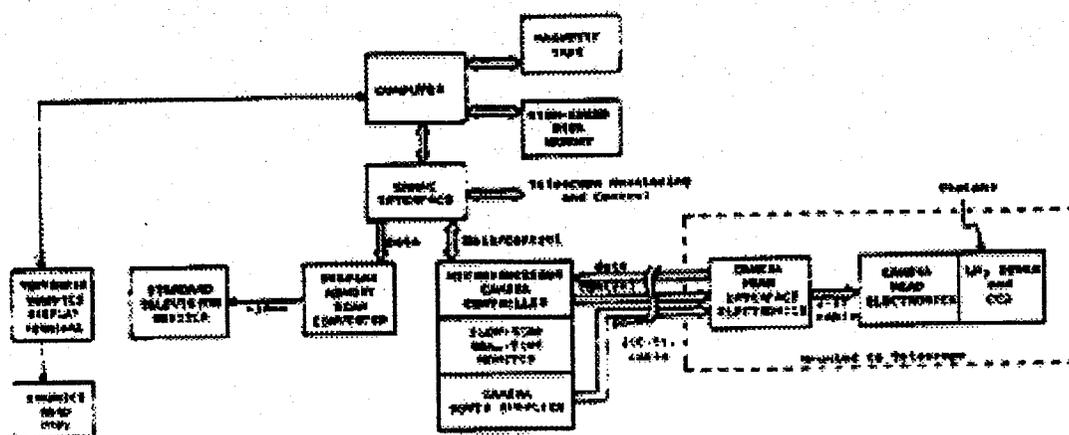


Figure II-9 : Schéma détaillé de l'IDS

Procédure :

La dissection d'image se fait au niveau du tube IV dont la balayage en x et y est réalisé par un signal analogique obtenu au travers d'un convertisseur D/A par la conversion des données stockées dans un registre à décalage (Technologie MOS) cette procédure pilotée à l'aide d'un quartz de 1MHz dure alors $4.096\mu s$, ce qui reste compatible avec la durée de relaxation du phosphore, même si l'on tiens compte de deux phases non actives de durée n'excédant pas $300\mu s$ et qui permettent le retour du balayage.

Le système électronique de balayage est thermorégulé afin d'assurer la meilleure calibration possible en longueur d'onde. Cette procédure est pilotée par un ordinateur connecté à divers périphériques (HP2500MX E. S. O). Les impulsions électriques produites de façon séquentielles au niveau du tube IV sont ainsi amplifiées puis couplées dans l'additionneur binaire et stockées en mémoire. Le contenu de la mémoire reproduisant le spectre observé est enregistré sur bande et peut être visualisé sur écran après conversion D/A.

2. Principales caractéristiques de l'IDS

a. Linéarité :

Les observations ont montré que le système n'est plus linéaire pour l'observation d'objets de magnitude supérieure à 10 (Télescope de 3.6m) et est supérieure à 8 (Télescope de 1.52m) ceci pour une dispersion du réseau de 171 Å/mm.

La saturation se traduit par la perte en linéarité de l'ordre de 10% pour 2000 coups détectés en excès par canal et par seconde. Un effet non linéaire a été également observé lorsque le nombre de coups détectés par canal et par seconde reste inférieur à 100 (Rosa 1985, Wampler 1985, Stenholm 1987).

Cet effet non linéaire trouve son origine dans le comptage des impulsions qui se suit pas une loi de Poisson (Rosa 1985) et qu'il convient de corriger lors des mesures très précises par la formule proposée par Rosa

$$\frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} = \frac{i(\lambda)^{(0.96 \pm 0.2)}}{i_0(\lambda)} \quad (\text{II-1})$$

Dans laquelle $i(\lambda)$ représente le signal observé et $I(\lambda)$ le signal corrigé. D'autres effets de non linéarité en longueur d'onde ont aussi été détectés ; l'un est dû à des variations de réponse spectrale de la cathode et des transmissions des fibres optiques ; il peut être corrigé par une procédure de FLAT FIELD (F.F.) qui consiste à enregistrer le spectre d'une lampe quartz - iode au début et à la fin de la nuit, les deux spectres sont généralement identiques (grande stabilité du système). Il suffit de diviser le spectre nébulaire par le spectre FF dans la procédure de réduction.

L'autre effet est produit par une distorsion de type barillet des images électrostatiques ; il est corrigé par la procédure de calibrage de l'échelle des longueurs d'onde utilisant comme spectre de comparaison celui d'une lampe He.- Ar.

b. Résolution :

La fonction d'appareil est un produit de convolution de la fonction d'entrée du spectrographe ainsi que les différentes fonctions intervenant dans la chaîne IDS et on peut espérer une largeur à mi hauteur du profil de raie n'excédant pas 5 à 6 pixels.

c. Domaine dynamique :

Les observations montrent que le domaine dynamique dépend principalement de la pertinence lumineuse du phosphore ; aussi il serait maladroit d'observer une nébuleuse

immédiatement après, l'observation d'étoiles standard de forte luminosité. Si l'on tiens compte que du courant d'obscurité de l'ordre de 0.01 coups par seconde et par Angstrom, on peut observer, avec un tel système, des objets de magnitude 22. Ceci est possible grâce au soin apporté à la réalisation du détecteur, des systèmes électroniques et refroidissement du détecteur.

d : Sensibilité spectrale :

Elle a pu être déterminé par l'observation de naines blanches de magnitudes spectrales connues (OKE 1974) avec le télescope de 3.6m et un réseau de 400 traits/mm. Les résultats sont donnés dans le tableau suivant :

$\lambda(\text{\AA})$	3790	4334	4790	5420	5980	6600
Nombre de coup \AA et par Seconde	1.4	5.9	9.4	6.1	2.9	1.2

Tableau II-1 : Extrait de l'ESO User's Manual (1983)

e. Stabilité géométrique :

La stabilité géométrique du système est assurée par une architecture signée des circuits électroniques et une configuration mécanique rigide.

II-4-2 : Le détecteur CCD (Coupled Charge Devices ou Dispositif à Transfert de charge)

A : Description et principe physique :

Les premiers dispositifs utilisant le principe de transfert de charges ont été conçu en 1970 aux laboratoires par Bell et Willard et Georges Smith. Très vite cette technologie fut développée pour la réalisation des capteurs de grandes images constituées de plus de 10000pixels. Elle fut l'objet de programmes lancés conjointement par JPL (Jet Propulsion Laboratory) et la NASA (National Air Space Administration). Ce type de détecteur à été développé par les firmes GEC (General Elective Corporation), Fairchild Semi – conductors, Texas instruments.

Il est utilisé depuis le printemps 1989 à l'Observatoire de Haute Provence (OHP) sur le télescope de 1.20m au foyer Newton, ainsi que sur le télescope Danois de 1.54m de l'ESO (European Southern Observatory) depuis Juin 1981.

L'utilisation d'un détecteur aussi performant permet l'acquisition d'une grande quantité d'information en un nombre limité nuits d'observations. Le gain en puissance ainsi obtenu amortit très vite le coût réel du détecteur.

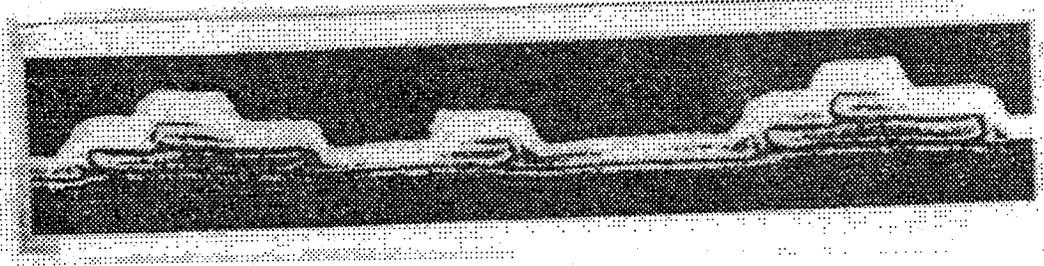


Figure II-10 : microphotographie électronique d'un pixel
Grossissement 7500 fois (Kristian et Blouke 1982)

Le détecteur CCD est un micro circuit électronique construit sur une pastille de silicium semi-conducteur dopé p de dimensions de 10mm x15mm divisé en éléments photosensibles ou pixels. (FigureII-10).

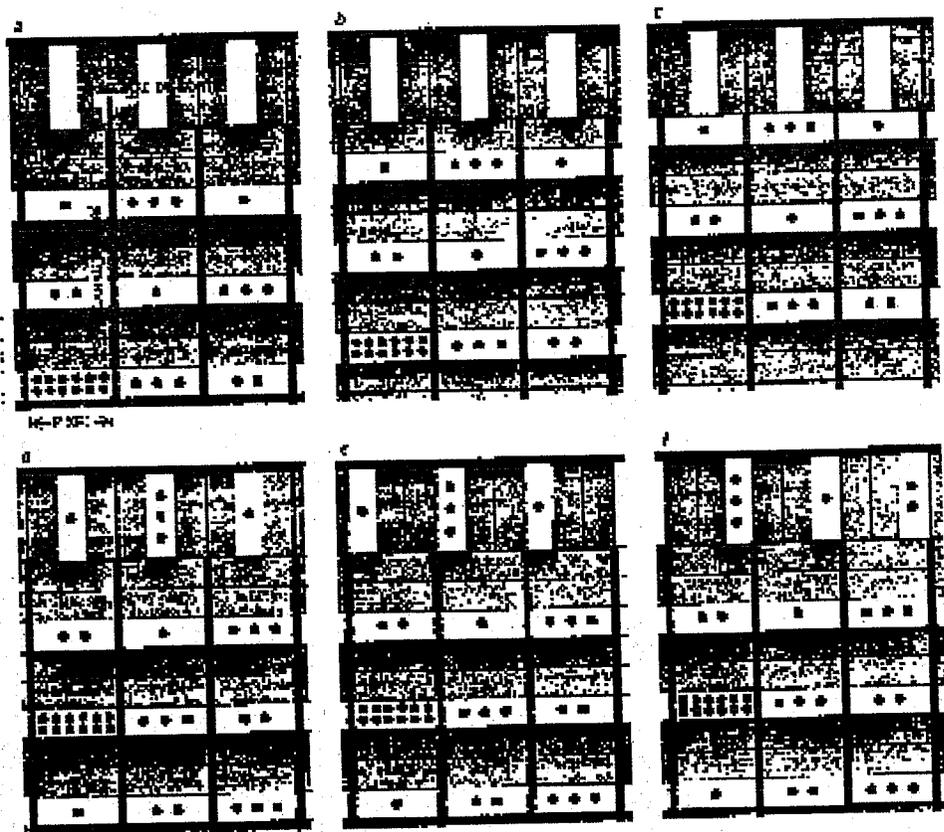


Figure II-11 : Série de diagrammes schématiques illustrant le principe de fonctionnement d'un CCD

B : Principales caractéristiques du détecteur CCD :

a. Rendement quantique :

Le rendement optique d'un détecteur mesure la capacité à détecter chaque photon incident. Contrairement à l'œil et aux émulsions photographiques d'usage courant dont le rendement ne dépasse pas quelques pourcents le rendement quantique d'un détecteur CCD peut atteindre les 70 % comme l'indique la figure (II-12.)

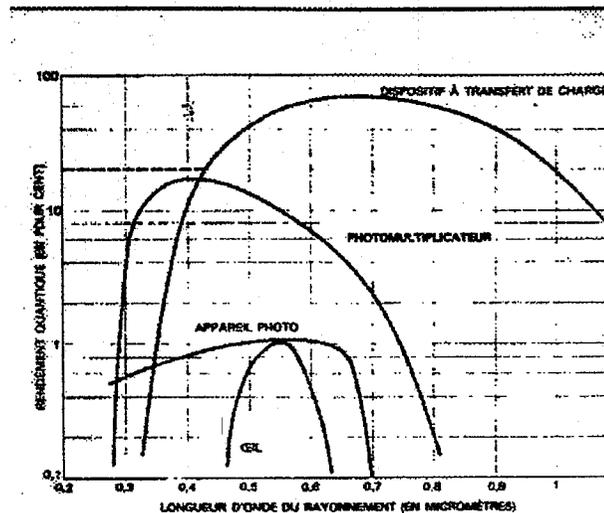


Figure II-12 : rendement quantique des différents capteurs

Néanmoins, il y a une forte diminution du rendement quantique vers le bleu, en effet, les Siliciums cristallin et poly cristallin absorbent fortement les rayonnements de courtes longueurs d'onde, d'où l'idée de diminuer l'épaisseur de la surface photosensible jusqu'à 8 – 10 μm et de l'éclairer par l'arrière (Lynds 1981) ce qui évite l'absorption des photons par les électrodes ou par la couche isolante SiO_2 et permet de ce fait la photo conversion dans la proximité des puits de potentiel et par suite favorise la collecte des électrons. L'utilisation de ce type de détecteur CCD (Back Side) donne de meilleurs résultats comparativement à ceux obtenus par les détecteurs éclairés par l'avant (Front Side) ; ces derniers posent de gros problèmes dans le rouge, notamment une perte de résolution, étant donnée le libre parcours moyen d'un « photon rouge » de l'ordre de 100 μm dans le substrat de silicium, la photo conversion ne peut se faire au niveau du puit, ce qui entraîne une dégradation de l'information. La technique utilisée dans la réalisation de ces détecteurs « Back Side » n'est néanmoins pas parfaite car les photons produits par les rayonnements de λ inférieur ou égal à 0,4 μm peuvent être facilement piégés à la surface du détecteur et ne sont pas ainsi comptabilisés lors de la phase d'intégration, ce qui entraîne un défaut de linéarité du détecteur.

La technique proposée par Fames Westplial et reprise dans l'article du Kristian et Blouk (1982) qui consiste à recouvrir le dispositif CCD de coronène phosphore organique qui convertit les photons de rayonnement ultraviolet en photons visibles pour lequel le silicium est sensible

b. Domaine dynamique :

Le domaine dynamique d'un récepteur est le rapport maximum d'intensité lumineuse détectable et le minimum d'intensité qui peut être décelé compte tenu du bruit de fond. Le maximum dépend de l'effet de saturation du détecteur donc du coefficient de remplissage électronique des puits de potentiel. Ce dernier n'étant pas un facteur limitant, il convient de tenir compte du taux de conversion du convertisseur A/D. Ce taux est fixé à l'heure actuelle à 16000 A.D.U. (The Messenger 41,1985). Le nombre d'électrons produisant une saturation au niveau du convertisseur dépend automatiquement du gain de l'amplificateur.

Nom	EEV#1	TK1024#1	TK1024#2	EEV #2
Série	EEV42-20	TK1024M	TK1024AB	EEV 42-20
Couche AR	Traité	Traité	Traité	Traité
Type	Aminci	Aminci	Aminci	Aminci
Eclairage	Arrière	Arrière	Arrière	Arrière
Format	2048x1024	1024x1024	1024x1024	2048x1024
Pixel (µm)	13.5x13.5	24x24	24x24	13.5x13.5
Bruit (e-)	4.2	6.8	6.8/8.5(1)	4.2
Gain (e-/adu)	1.54	2.65	3.5	1.54
Cour. Obs. (adu/hr)	n.mes	1.5	3	n.mes
Prof. des puits (e-)	105000	200000	350000	105000
Lim. linéarité (adu)	32767	54000	65535	32767
Eff. de transfert	bonne	bonne	bonne	bonne
Rémanence	nulle	nulle	nulle	nulle
Cosmiques (e-/h/mm2)	n.mes	8	n.mes	n.mes
Remarques	tél 193 Carelec	tél 193 Elodie	tél 120 Caméra CCD	tél 152 Aurèlie

n.mes = non mesuré

Bruit de lecture : Lecture lente = 6.8e-, Lecture normale = 8.5e-

Modifs : 18.09.03(1)

Tableau II-2 : Caractéristiques des détecteurs CCD en service l'OHP (site OHP (06/2005)

L'ordre de grandeur du domaine dynamique est 100000 (Fahlman et al 1979), valeur très importante comparée à celle de 100 obtenue par la plaque photographique (Kristian et Blouk 1982).

c. Bruit de fond :

Le bruit de fond désigne tout processus susceptible d'introduire une erreur de mesure ou une déformation du signal. Ainsi le bruit des photons, inhérent à la nature même du rayonnement électromagnétique est inévitable, se traduisant par une certaine granulation de l'image ne permettant pas l'observation des détails fins. On pourra donc limiter, en refroidissant à 150°K, le bruit thermique dû à l'agitation thermique des atomes des constituants du détecteur et des composants électroniques des circuits annexes. Ce bruit est de faible importance et se traduit par un courant appelé courant d'obscurité.

D'autres phénomènes peuvent aussi amener à une déformation de l'information. Il s'agit tout d'abord d'un défaut d'efficacité de transfert de charges aux interfaces ou entre les registres. Ce dernier peut produire un effet de « Frottis » des charges sur divers puits ou une perte au niveau des interfaces. Cet effet de « charge Smearing » se mesure en Unité Analogique Digital (ADU). De même des défauts inhérents à la partie photosensible, sont à l'origine de défauts sur l'image. Ainsi un pixel, ou tout un canal peuvent être défectueux. On leur donne le qualificatif de « Hot or dead Column, hot or dead spot. »

Type de CCD	RCA 53612	RCA SID 501	GEC P8603/A	CAT S503
Télescope Danois	1.54 m	2.20 m	3.60 m	2.20 m
Nbr élec.prod ADU	18	11	8.5	6
Gain de L'ampli	50	30	100	50

Tableau II-3 : effet de saturation du au convertisseur A/D

Il faudrait envisager, lors du processus de lecture, un mauvais ajustement des trois horloges qui pilotent le processus. Cela se traduit par une déformation de l'information transcrite en terme de bruit (RON : Read Out Noise). D'Odorico (1987) estime qu'un RON de 30 è est encore trop important et espère atteindre avec le TEC 512 CCD une valeur de 10 è.

Le tableau II-4(extrait du Messenger # 41, 1985) donne les caractéristiques optique et thermique de quelques types de CCD

Type de détecteurs	RCA SID 503	RCA SID 53612	RETICON
Température du détecteur	140 K	150 K	197 K
Courant d'obscurité Elec.s ⁻¹ .pixel ⁻¹	0.016	0.040	50

Tableau II-4 : valeur du courant d'obscurité pour divers détecteurs(ESO user' s manual)

Le capteur est constitué d'un réseau de registre à décalage, sa surface photosensible est recouverte de canaux verticaux, séparés les uns des autres par des barrières étroites afin d'empêcher le transfert latéral des photoélectrons

Des délimitations de canaux de quelques microns de large sont obtenues par diffusion d'ions de borures à travers un masque dans la partie exposée du substrat de silicium d'épaisseur allant de 125 à 250 μm (Lynds 1981). On dépose ensuite sur cette partie une couche isolante de dioxyde de silicium (SiO_2) d'épaisseur environ 10000Å. Chaque canal, obtenu par implantation sur une profondeur de 2000 à 3000Å d'ions phosphoreux dans la région de silicium non recouverte par la couche du dioxyde, est divisé en pixels par une série de portes perpendiculaires aux canaux.

Ces portes sont des électrodes réalisées par un dépôt de silicium polycristallin dopé au phosphore (type n) ; trois couches sont ainsi réalisées (FigureII-9). Elles sont séparées les uns des autres par une couche de dioxyde de silicium et permettent ainsi la formation, avec les bords des canaux, d'une structure de diode p-n. Lorsqu'un photon, lors de la phase d'intégration, tombe sur le silicium créant une paire électron- trou, l'électron est immédiatement piégé dans le puit, de potentiel ainsi créé alors que le trou e est repoussé et s'échappe finalement dans le substrat.

Dans la phase de lecture, les charges ainsi collectées sont transférées de la partie photosensible vers le registre de sortie grâce aux potentiels appliqués sur les électrodes. La figure(II- 13) représente la structure de puit de potentiel généré le long d'un canal d'un détecteur CCD et permettant le transfert de charges.L'image est lue par une succession de décalages le long de la surface sensible, toutes les rangées étant lues simultanément. A chaque décalage, la dernière

rangée de pixels soit de la zone sensible en traversant une région isolante appelée porte de transfert et par créent dans un registre de sortie à décalage

II-11. Six étapes suffisent à la résumer :

a. CCD en cours d'exposition (Phase d'accumulation ou intégration)

b. Le potentiel de la barrière située au coté du registre de sortie est abaissé au même niveau que celui du puit, permettant ainsi la répartition des charges électriques dans les deux puits. Le potentiel de ce qui était à l'origine un puit est élevé, ce qui en fait une barrière (phase de lecture ou de transfert décrite sur la figureII-13.

c, d. Les décalages sont identiques à celui réalisé dans la partie b, la distribution des charges a été décalée vers le haut d'un pixel complet et les électrons se trouvant dans la rangée supérieure passe dans le registre de sortie.

e, f. La même technique est alors appliquée afin de déplacer cette rangée de pixels le long du registre de sortie, et ceci vers la gauche.

Un amplificateur disposé à l'extrémité du registre de sortie amplifie la charge de chaque pixel, dont la mesure détermine l'intensité de la lumière captée. Le processus est alors répété, chaque rangée de pixels étant lue jusqu'à ce que la puce ait vidé de son contenu (information).

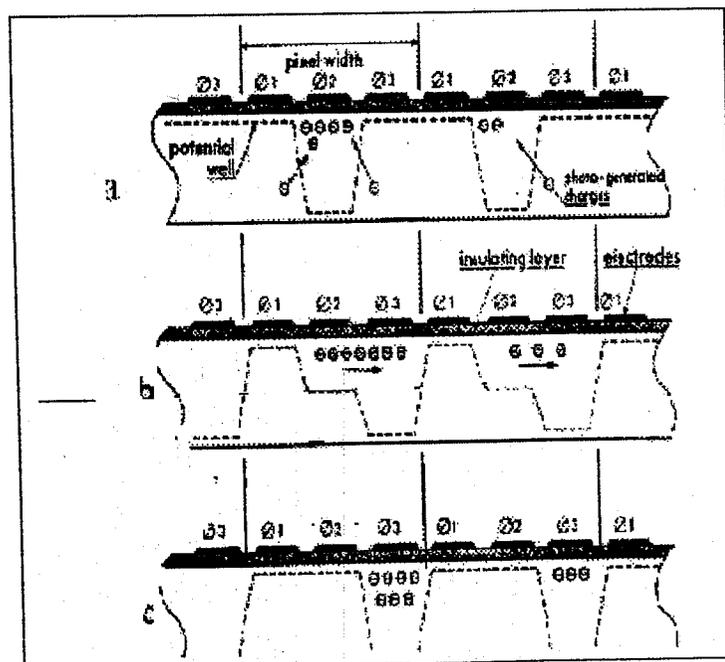


Figure II-13 structure : d'un puits de potentiel

Le signal de sortie transféré, au travers d'un convertisseur A/D, à la mémoire de l'ordinateur pour stockage, réduction et analyse (figure II- 12) .Le détecteur est refroidit à 150 K par l'azote liquide afin de réduire le bruit thermique des électrons et par suite le courant d'obscurité. Ceci permet des temps d'intégration pouvant atteindre plusieurs heures compte tenu d'un courant d'obscurité inférieur à $0.04 \text{ électrons S}^{-1}\text{pixel}^{-1}$ (E.S.O USERS MANUAL 1983).

Un réseau de bande d'aluminium est réalisé sur le circuit afin d'assurer le contact entre les diodes et les portes en silicium poly cristallin (FigureII-12) ce réseau assure également les connexions périphériques qui relie la puce au circuit de commande extérieur.

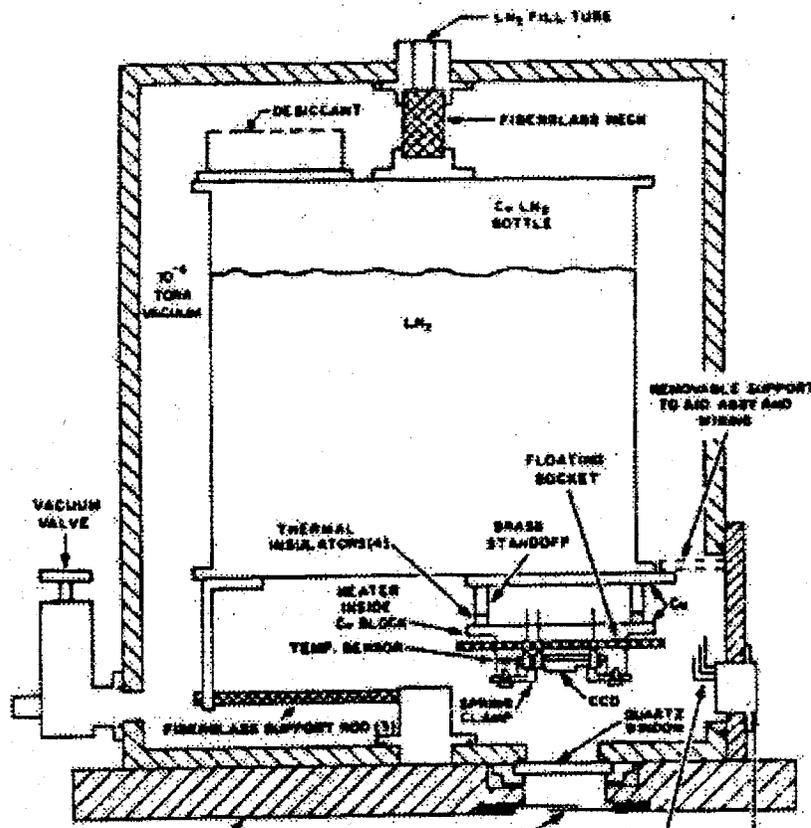


Figure II-14 : Cryostat à Azote Liquide

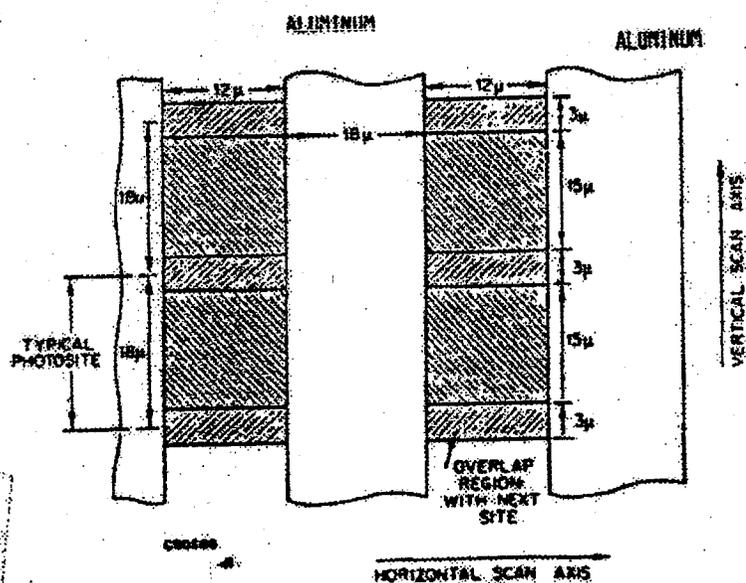


Figure II-15 : Schéma illustrant Les Connexions Electriques

II-4-3 : Le détecteur « Image Photon Counting System »

A : principe de fonctionnement et limitations théorique d'un IPCS :

II-4-3-1 : l'étage pour la détection du photoélectron :

Deux éléments composent cet étage : l'intensification image et le tube TV. Le choix de ces composants doit être tel que le gain total après leur couplage soit supérieur ou égal à une certaine valeur G qui définit le gain minimum pour atteindre le photoélectron. G peut être défini comme le rapport :

$$G = \frac{\text{Nbr de charges stockées dans le tube TV}}{\text{Nbr de photoélectrons générés par le photocathode.}} \quad (\text{II-2})$$

II-4-3-2-1 .Principe de fonctionnement :

Les photoélectrons générés par l'impact des photons sur la photocathode sont amplifiés et créent des reliefs de charges (taches analogiques) dans la cible du tube image. Cette tache est lue et transformée en un signal électrique à l'aide d'un système de balayage.

II-4.3-3 Conditions de comptage :

Soit N le nombre moyen d'atomes ionisés composant la tache analogique moyenne. Pour que le comptage soit fait il faudrait que $N \geq G$. Pour un tube TV classique la valeur de G peut être approchée par la valeur suivante :

$$G = \frac{D^3 \cdot I_b \cdot \pi}{6\alpha \cdot e \cdot V \cdot d(2D-d)} \quad (\text{II-3})$$

Ou D : diamètre moyen des taches

I_b : courant d'obscurité dans les conditions de fonctionnement

α : Rémanence du tube

e : charge de l'électron

V : vitesse moyenne de balayage (mm/s)

d : diamètre du faisceau de lecture

Pour un tube TV ordinaire $G = 2 \cdot 10^4$ ions/photoélectron

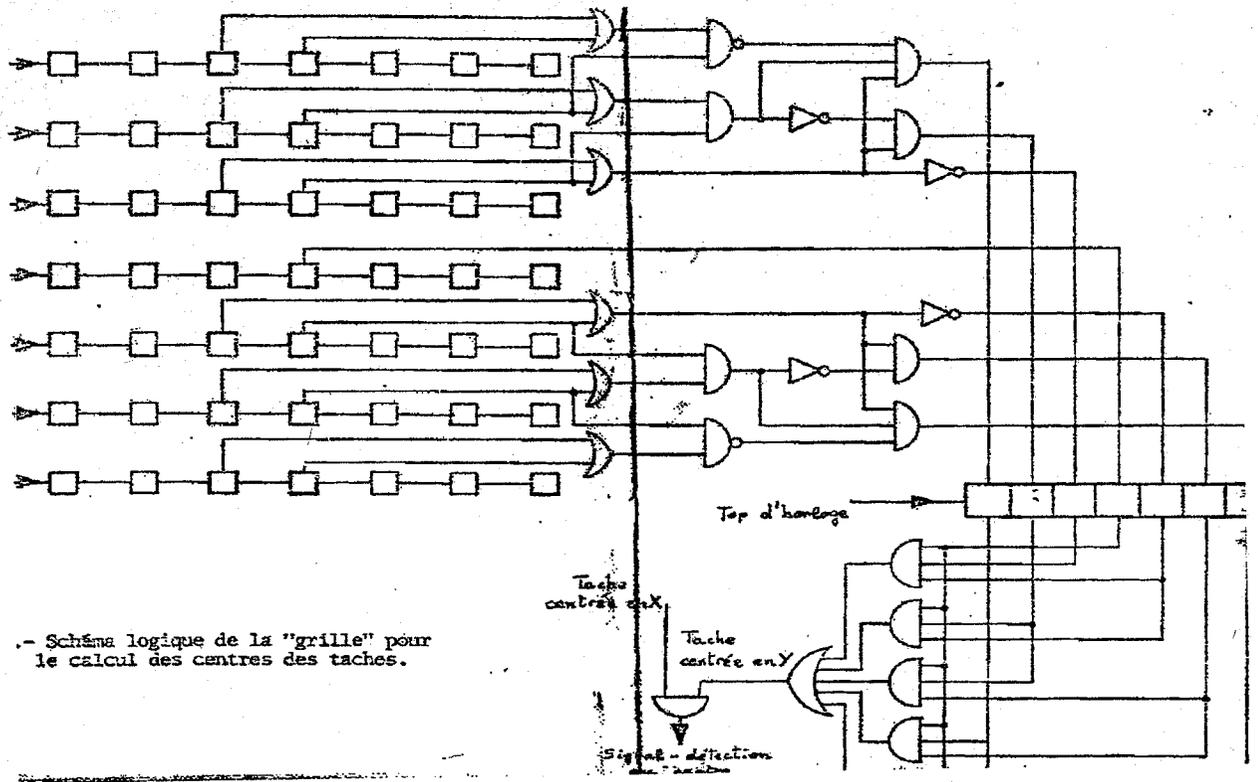
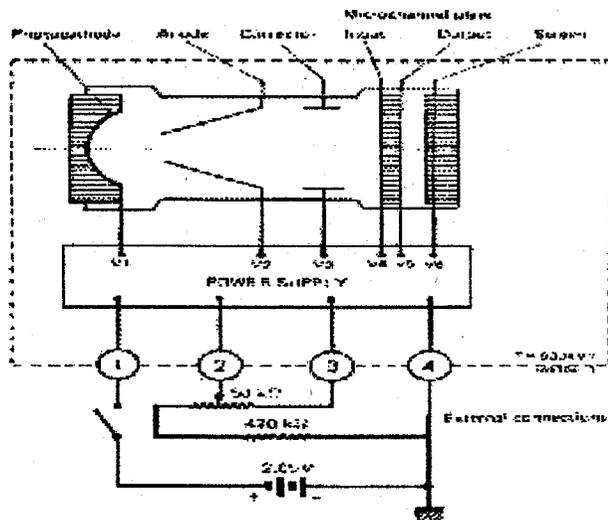


figure II-16 a : Schéma logique de la grille pour le calcul des centres des taches

II-4-3-4 La détection du photon:

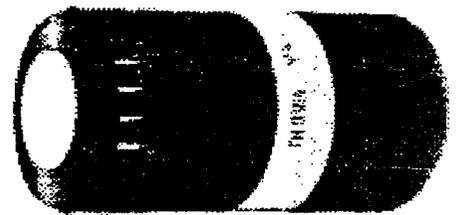
La détection se réalise en deux phases successives :

- Obtention d'une tache binaire par écrêtage de la tache analogique.
- Repérage du centre de gravité des taches binaires.



Schematic view of TH 9304 and electrical diagram

(a)



The CFHT-IPCS Thomson camera. a) Schematic view displaying the first stage with microchannel plate and electric connections (left) of the image intensifier TH 9304 (top right). Thanks to the compact cylinder housing, the IIT is suitable for a working system capable of withstanding severe environmental conditions. The Nocticon TV camera (TH 9655—bottom right) with a 25 mm window is coupled to the first stage by optic fibers. The silicon target diameter is only 18 mm. However, the scanned beam is reduced to 10.2 mm in order to obtain a best homogeneity. (Thompson-France Documentation). b) The spatial correlation is converted into the temporal correlation (see text for explanations). The video signal is "digitized" in the lower figure (d).

Figure II-16 b : principe de fonctionnement d'un détecteur IPCS

II-4.3-5 : Relation entre le calcul des centres et la dynamique absolue des IPCS.

La dynamique absolue d'un IPCS définit l'éclairement maximal susceptible d'être reçu par la photocathode tout en conservant la bonne linéarité du système.

La limite théorique de la dynamique est donnée par la relation :

$$N = \frac{\alpha S_1}{S_2} \quad (\text{II-4})$$

où: N : nombre maximum de photons par image élémentaire balayée.

α : taux de non linéarité associé à N

S_2 : surface associée à la « zone interdite »

Nous voyons apparaître un facteur « S » qui est intimement lié à la méthode logique utilisée pour le calcul des centres et qui dépend aussi des caractéristiques des taches.

Sa valeur peut osciller entre 10 et 50 pixels ; pour $s = 20$ pixels par exemple, le taux de comptage doit être inférieur à $5 \cdot 10^{-3}$ ph-elec/pixel si on veut respecter la linéarité à 90%. en outre, pour les systèmes sans rémanence la dynamique est directement proportionnelle à la vitesse d'analyse d'une image ; d'où l'intérêt des analyses rapides

II-5 -PROTOCOLE D'OBSERVATION

Le protocole d'observation se décompose comme suit :

Réalisation d'un spectre de Flat Field à l'aide d'une lampe Quartz Iode

Réalisation d'un spectre de comparaison à l'aide d'une lampe He-Ar qui permet un calibrage de l'échelle des longueurs d'onde

Réalisation du spectre d'une étoile standard dont les magnitudes sont connues avec précision (Stone 1977, Stone et Baldwin 1997) les spectres des étoiles HILTNER 600, EG 274, et LTT3864 seront utilisés comme spectres de comparaison

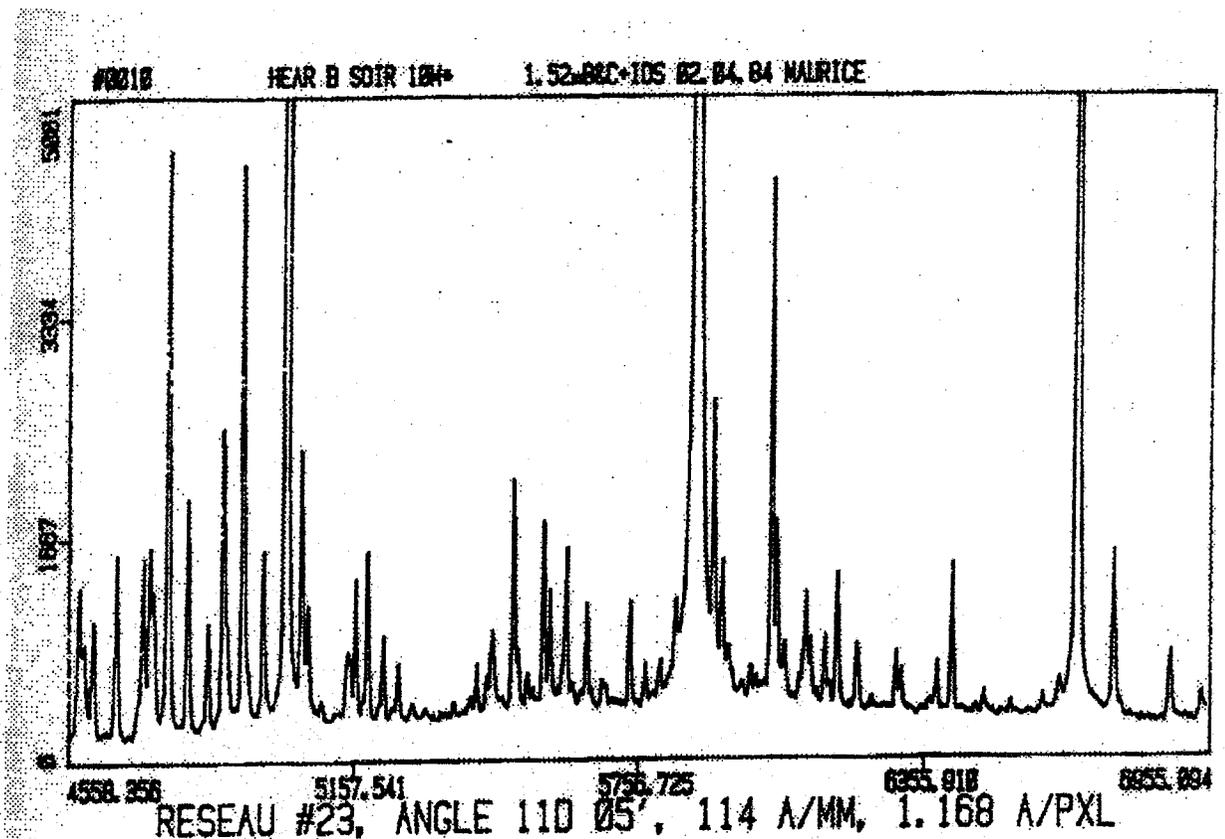


figure II-17 : spectre de comparaison

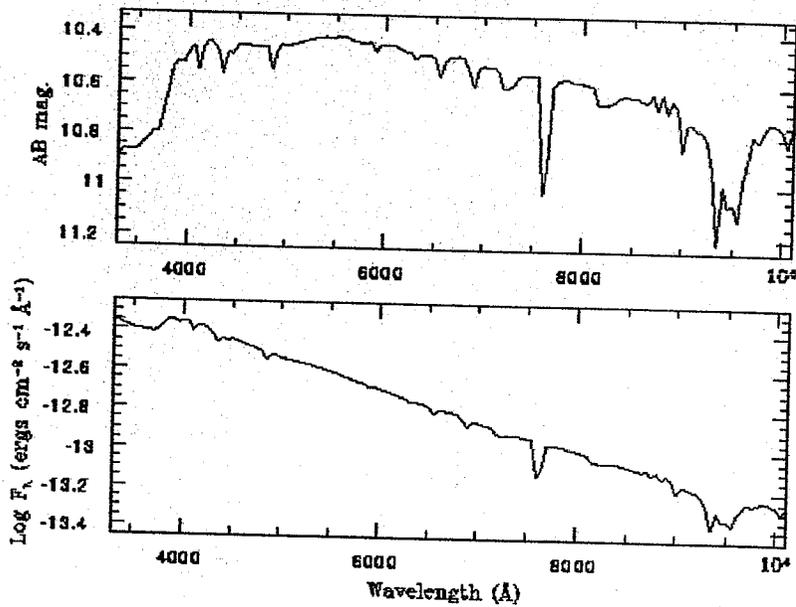


Figure II-19 : Spectre de Hiltner 600 (étoile standard)

Le spectrographe comporte deux ouvertures A et B qui ne sont pas identiques on observe la nébuleuse et le ciel à travers l'ouverture A alors que l'on observe le ciel seul à travers l'ouverture B

Comme les deux ouvertures ne sont pas identiques la différence des deux spectres ne donne pas le spectre nébulaire Afin de lever cette difficulté une rotation du spectrographe permet d'interchanger le rôle des deux ouvertures et d'obtenir ainsi deux séries de données.

$$\begin{array}{l}
 1^{\text{ère}} \text{ série} \left\{ \begin{array}{l} A_1 \text{ Nébuleuse} + \text{Ciel} \\ B_1 \text{ Ciel} \end{array} \right. \\
 2^{\text{ème}} \text{ série} \left\{ \begin{array}{l} A_2 \text{ Ciel} \\ B_2 \text{ Nébuleuse} + \text{Ciel} \end{array} \right.
 \end{array}$$

Le spectre nébulaire est obtenu alors :

$$\text{Spectre}_{\text{néb.}} = (A_1 + B_2) - (A_2 + B_1)$$

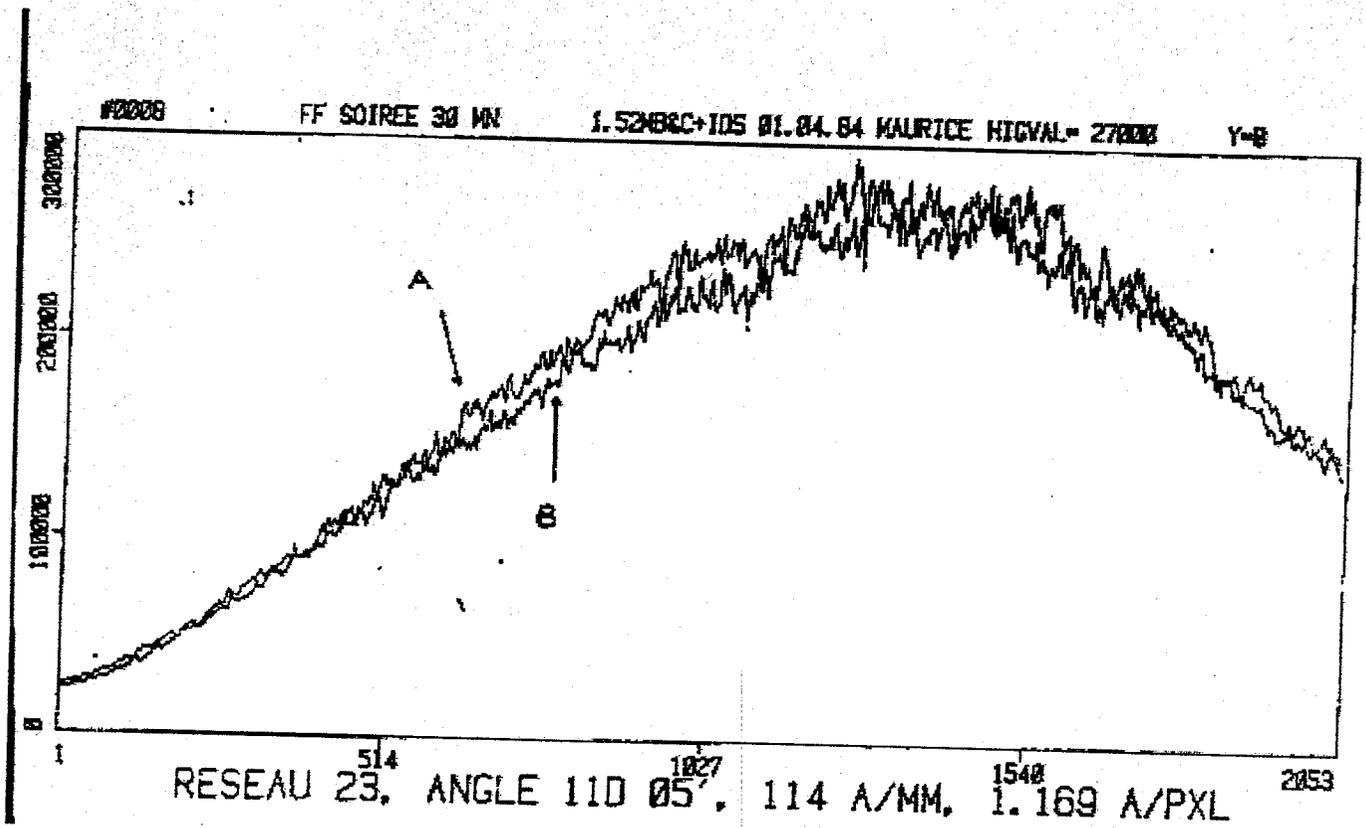


Figure II-17 : Spectre des ouvertures A et B

II-5 Traitement des Images par le VAX 11/781

Le traitement des profils photométriques et des différents réseaux isophotes a été réalisé au Laboratoire d'Astronomie Spatiale (LAS) de Marseille avec la précieuse collaboration du PR Chun Trong HUA sur le VAX11/781. Le programme MIDAS est un programme spécifique pour le traitement des images d'étoiles prises dans les différents sites d'astronomie (European South Observatory au Chili, l'Observatoire de Haute Provence, en France et le Canada-France-Hawaiï - Telescop à Hawaiï)

Programme Midas

XBIG 0 : Appel des Fichiers

Procédure de traitement

1) *Chargement du fichier* : **LOAD OHP XXXX**

rés. : l'image s'affiche sur l'écran

2) **stat/ima**

(permet de faire une statistique sur l'image : si $I < 230$ l'image n'est pas bonne et on l'élimine par DEL n° de fichier)

traitement du flat Field

3) **FF- offset (flat field - offset)**

COMP/ IMA FHB1=OHP- OFFSET

FHB2 = OHP - OFFSET

FHBN= OHP- OFFSET

4) *normalisation des FF- OFFSET par l'instruction*

NORM/IMA FHB11 FHB1N 0,XXXX

FHBN= OHP- OFFSET

Norm/ima FHB11 FHB1N 0,XXXX

procédure de moyenne

average/ im FHBM= FHB1N ,FHB2N,.....,FHB1N

enlever le curseur

CLEAR/OVERLAY

Changer de couleur

LOAD /LUT RAINBOW

Tracé des isophotes

PLOT/ CONT—HBxxxx—[@85,@190:@145,250] u.—10.:0000..1000—2

Rem: 10, 10000 début et fin d'intensité; 1000 le pas et 2 le lissage

Centrage des isophotes sur moniteur

Déverrouiller le système

GET/G. CURS

Copie des isophotes

SET/PLOT—X AXIS=---Y AXIX=AUTO

SENLLD/PLOT LASER B

Avoir les valeurs des isophotes

GET/G.CURS

Rem: on pointe les isophotes à l'aide du curseur qui donne le pixel value de chaque pixel pointé

Pour obtenir la croix qui sert à déterminer a plage à couper

SET/CURS

Mettre la ligne

SET /OVERLAY

A l'aide du balai on défini la plage à couper et on extrait la plage par :

EXTRACT/TRACE

Pour obtenir le profil sur l'écran :

PLOT/TRACE

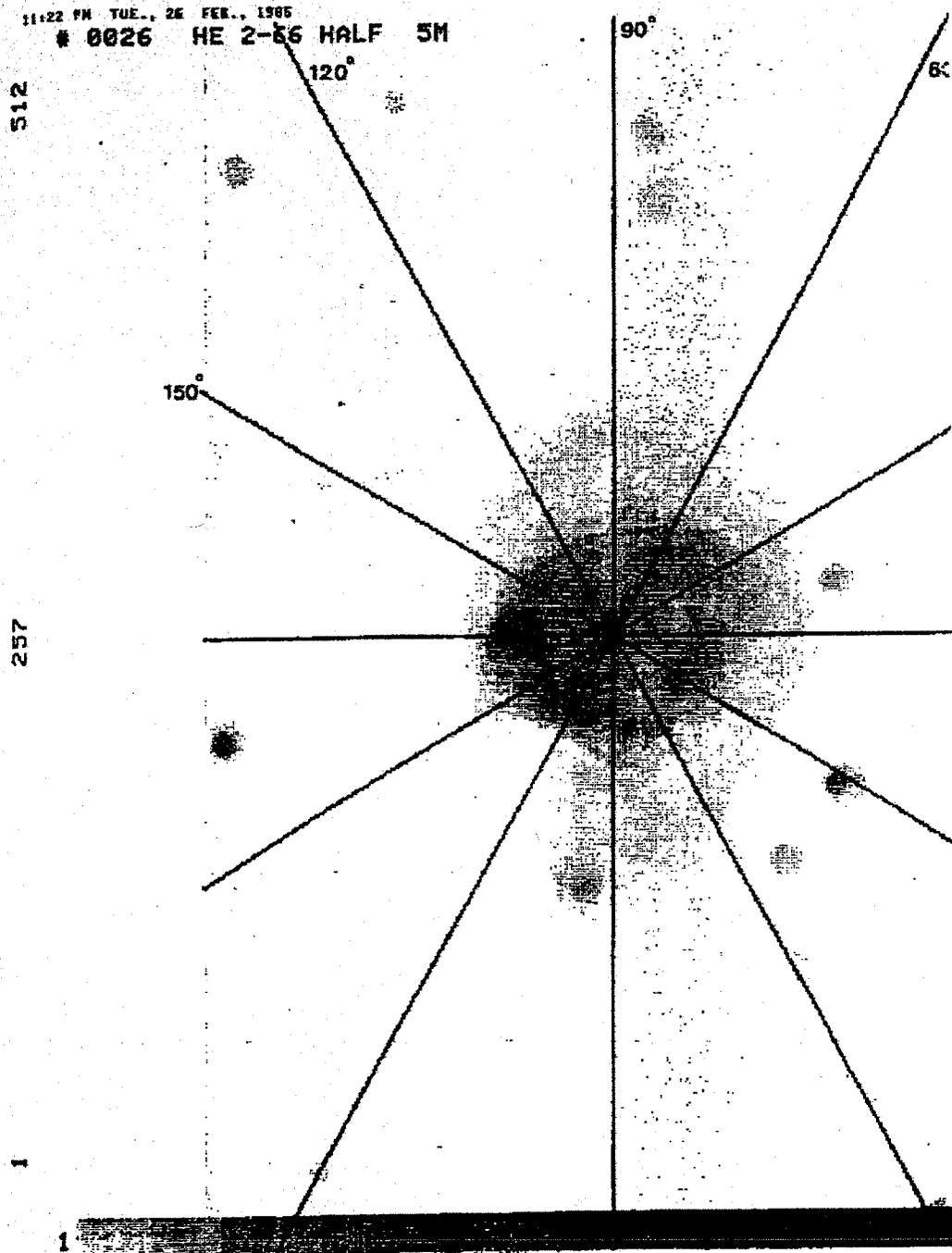


Figure II- 16 Extraction des profils photométriques suivant l'angle de coupe

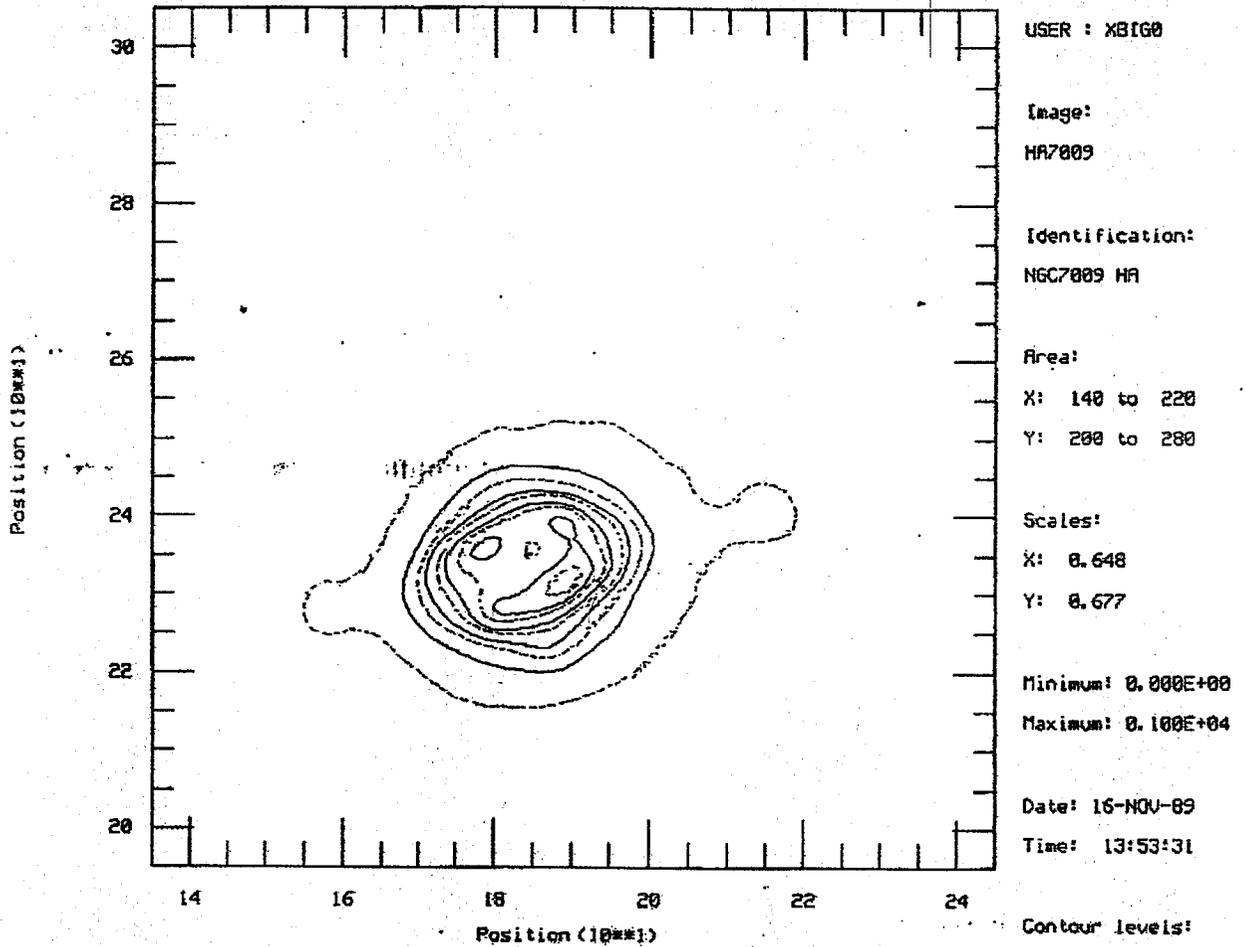


Figure II-22 Réseau isophote de NGC 7009 HA

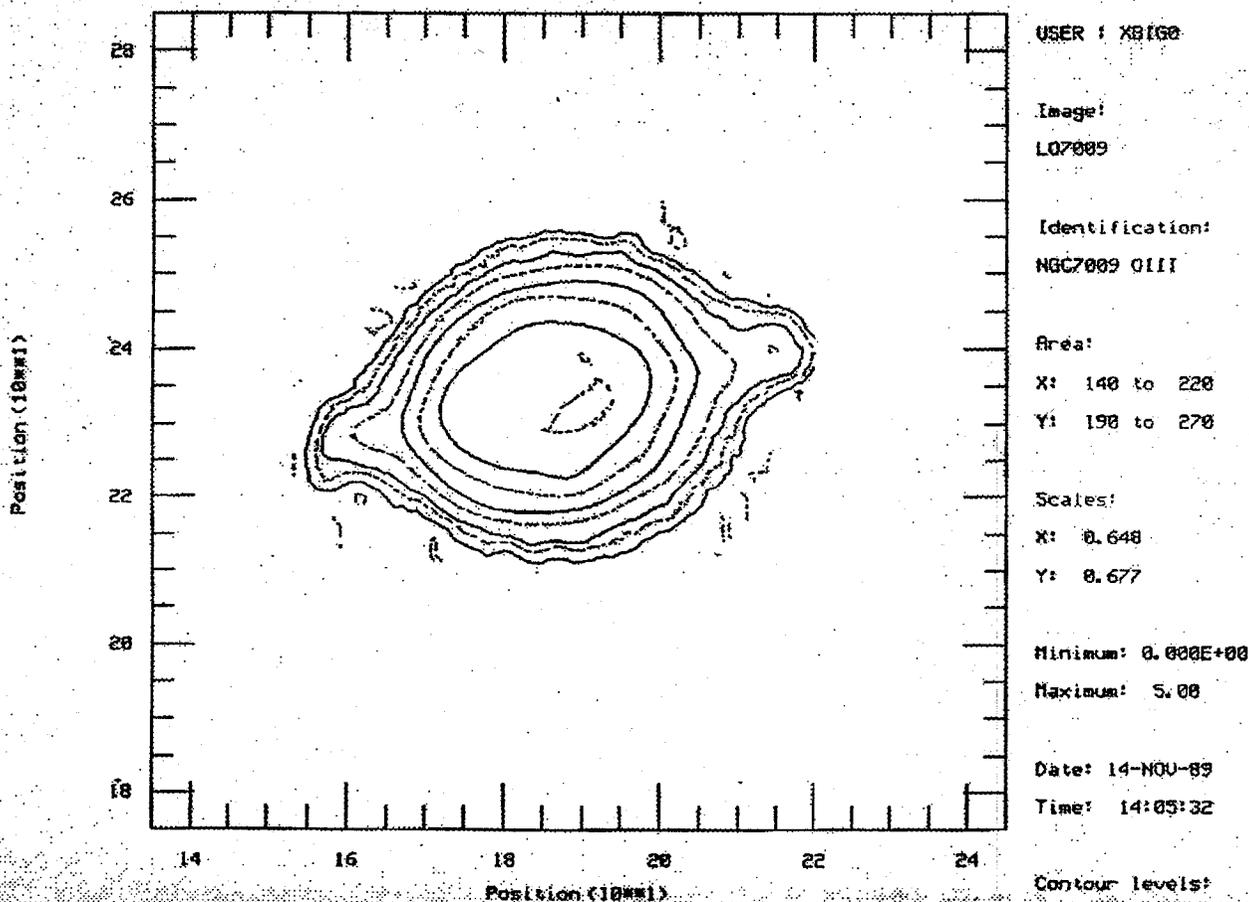


Figure II-23 Réseau isophote de NGC 7009 OIII

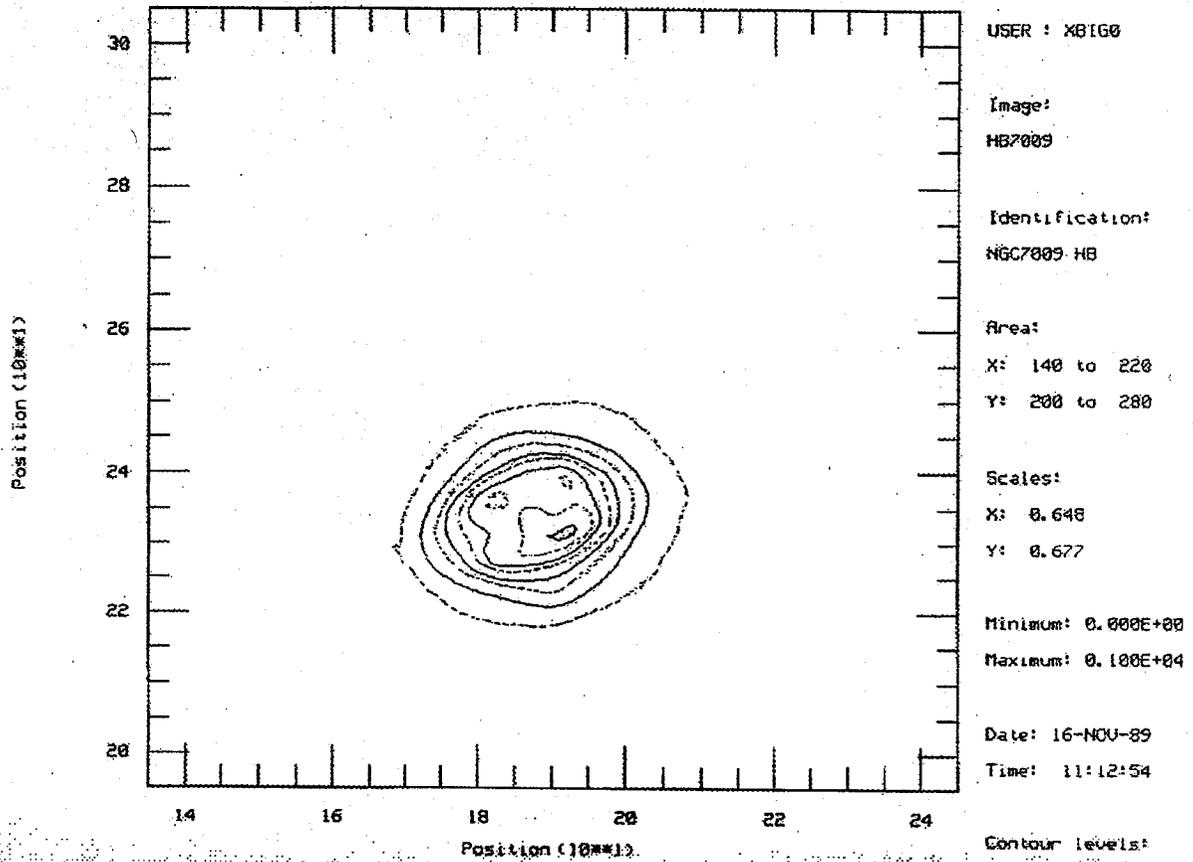


Figure II-24 Réseau isophote NGC 7009 en H β

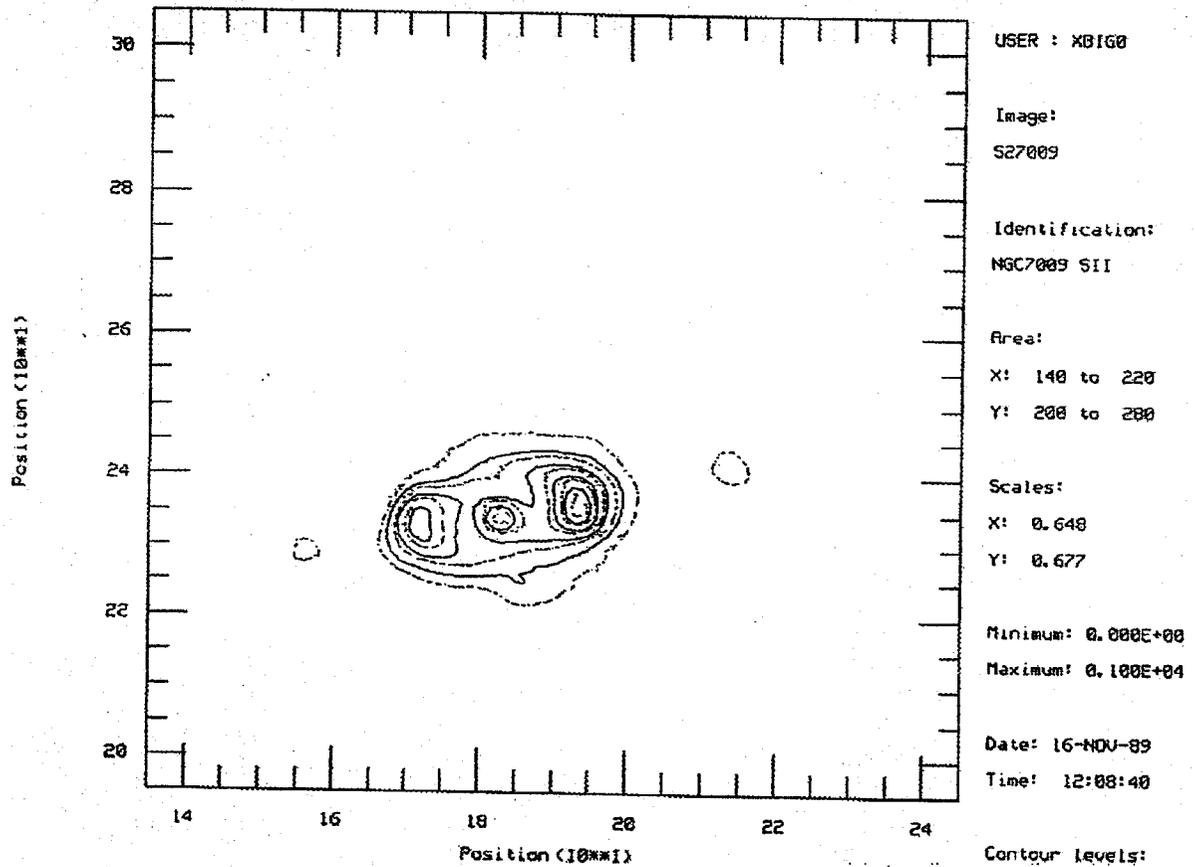


Figure II-25 :réseau isophote de NGC 7009 [SII]

CHAPITRE III

CINEMATIQUE

ET MODELES DES

NEBULEUSES PLANETAIRES

Introduction

Ce chapitre est consacré aux modèles capables d'expliquer quelques aspects morphologiques des N.P. Ces modèles viennent à la suite des travaux de Gurzadyan (1962) et de Pascoli (1985a, 1987) sur l'existence d'un champ magnétique à l'intérieur d'une nébuleuse planétaire. Nous montrerons que l'évolution au cours temps d'un tel champ à la surface du progéniteur permet d'interpréter la formation d'un anneau « strictif » autour de ce même progéniteur ainsi que la structure en double enveloppe rencontrée dans plus d'un tiers de N.P.

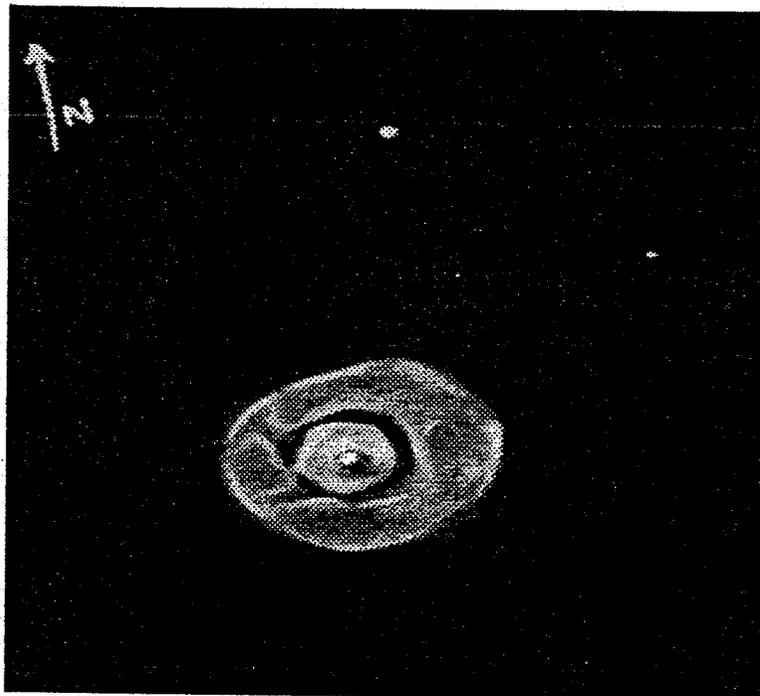


Figure III-1 Photographie de NGC 2392
(On remarque la structure en double enveloppe)

Nous discuterons également dans ce chapitre du modèle rotation du progéniteur (Louise, 1973 ; Philipps et Reay, 1977), la binarité du noyau (Livio et al, 1979), du modèle de l'effet « Champagne » (Tenano-Tagle, 1979) repris par Louise dans un communiqué lors de la 8^e journée de Strasbourg de 1986. Nous terminerons cette partie par un calcul de la polarisation à l'intérieur d'une nébuleuse planétaire comme NGC 2392 et nous pourrons ainsi confronter nos résultats aux récentes observations de cette nébuleuse réalisées Leroy et al (1996).

III-1 LES MODELES DE N.P. ACTUELLEMENT PROPOSES :

III-1 A. Rotation du progéniteur et effet "Champagne" :

Afin d'interpréter les anisotropies à grande échelle observées dans les nébuleuses planétaires, comme par exemple les formes "papillon" ou "sablier" (Hour-Glass) de NGC 650-1, NGC2346, NGC 2440, Hf 48. ou bien la forme annulaire de IC 418, NGC 6720;..., il est important de noter dans un premier temps que certaines de ces nébuleuses ont la même morphologie, comme le suggèrent Minkowski et Osterbrock. La différence constatée n'est en fait qu'apparente et résulte de la différence de ligne de vue. Dans un second temps, il nous faut trouver le modèle rendant au mieux compte de la morphologie intrinsèque de la nébuleuse.

Louise (1973) considère une éjection de matière à partir de l'étoile centrale en rotation, éjection résultant d'une instabilité dynamique ou d'une augmentation brutale de la pression de radiation et montre que la rotation entraîne une certaine anisotropie dans l'éjection. Néanmoins, ce modèle nécessite que la vitesse d'éjection de l'enveloppe soit supérieure à la vitesse de libération à la surface du progéniteur. Cette éjection entraîne alors la formation d'un disque plus ou moins aplati de gaz dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation. Ce point essentiel pour la suite du modèle pose problème; en effet, Louise admet que le noyau éjecteur est l'étoile centrale dans son état actuel. Ceci entraîne une vitesse de libération de l'ordre de 1000 km/s ; ce qui peut être considéré comme improbable (Pascoli, 1985a) même si l'on admet que l'explosion puisse être précédée d'une contraction du noyau, ce qui aurait pour effet d'augmenter sa vitesse de rotation et donc la vitesse d'éjection de l'enveloppe de gaz. Nous devons par ailleurs, noter qu'il est de plus en plus probable que l'éjection de matière se fasse de façon continue, ceci rend l'hypothèse précédente caduque.

En effet, Harpaz et Kovetz (1981) considèrent qu'une éjection violente ($M \sim 10^{-3} - 10^{-4} M_{\odot}/\text{an}$) est improbable et montrent que la formation d'une nébuleuse planétaire résulte d'une perte continue régulière de matière sous la forme d'un vent stellaire. ($M \sim 10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{an}$).

Philipps et Reay (1977) ont repris cette idée de la rotation du progéniteur et l'ont appliquée à des étoiles de type Mira caractérisées par de faibles vitesses de libération de l'ordre de 30 km/s (Shklovsky, 1956). Ils montrent alors qu'en tenant compte de la rotation différentielle du progéniteur et de la pression de radiation, certains aspects morphologiques des N.P. peuvent être interprétés. Ainsi, ce modèle explique l'accumulation de matière dans les régions polaires, l'apparition de deux pôles de

brillance élevée aux extrémités de l'axe mineur d'une N.P. comme celle de la Lyre (NGC 6720). Et, comme le signale Pascoli (1985a), la confirmation avec l'observation est assez satisfaisante si on compare les isophotes en $H\beta$ avec ceux calculés à partir du modèle ; mais des divergences apparaissent s'il s'agit des isophotes en [NII]; la bipolarité n'est alors plus du tout évidente (Pascoli, 1986). De même, l'auteur signale que la vitesse angulaire de rotation Ω de l'ordre de $7.10^{-8} s^{-1}$ choisie par Philipps et Reay (1977) correspond à une étoile dont la masse est voisine de $5 M_{\odot}$, ce qui n'est pas le cas le plus fréquent (Terzian, 1982).

Compte tenu de ces remarques, on peut, comme l'indique Louise dans la communication précitée, partir d'un disque plus ou moins aplati de gaz entourant l'étoile centrale. L'ionisation de ce disque par l'étoile centrale produit l'effet qualifié d'effet "Champagne" par Tenorio-Tagle (1979) dans son article sur la formation des régions HII. Il a pour conséquences :

1. Une éjection de matière de la partie centrale du disque produisant ainsi deux lobes symétriques par rapport au plan du disque, donnant à la nébuleuse une forme "papillon". C'est le cas de NGC 650-1; Hf 48 ; NGC 2440 ; NGC 2346.
2. La formation d'un anneau aplati ; en effet, la partie externe du disque, n'étant pas totalement ionisée, n'est pas "soufflée" et il subsiste un anneau comme celui de la nébuleuse de la Lyre. Ce modèle proposé par Louise a l'avantage d'être simple, néanmoins, il reste trop qualitatif et repose sur l'existence d'un disque initial dont la formation soulève quelques problèmes ainsi que nous venons de l'indiquer. D'autre part, Si on compare la figure III-2 à la photographie de NGC 650-1 donnée à la figure III-3, la région centrale sur la photo semble en étroite relation avec les deux lobes ce qui suggère un processus continu de formation, un peu à l'image d'une pelote de laine dont on comprime la partie centrale (striction); on ne retrouve pas cette continuité sur la figure III-3 avons imaginé dès le début un processus à 2 étapes où nous remarquons la formation d'un disque et formation des lobes.

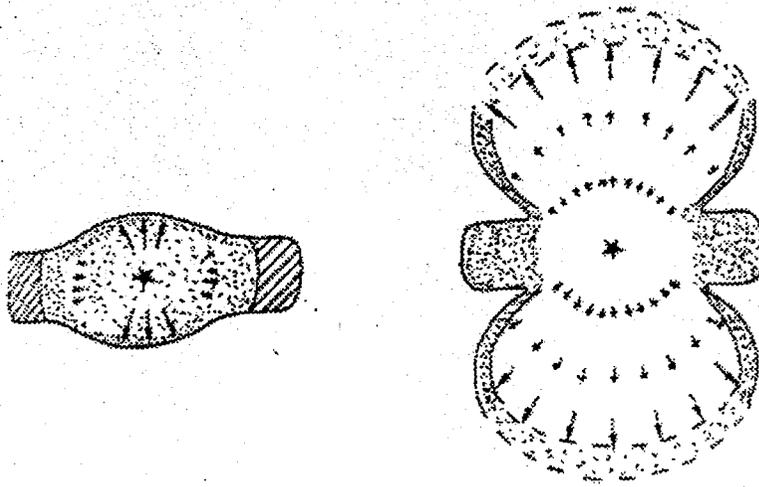


Figure III-2 : Scénario de la formation d'une N.P à partir de l'effet « Champagne » (Extrait de la communication faite par Louise de la 8^e journée de Strasbourg).



Figure III-3 : Photographie de la nébuleuse NGC 650-1 (Astrosurf/ Lombry 2005)

On peut également, sur la photographie de NGC 650-1 obtenue avec un temps d'exposition supérieur, remarquer la présence de multiples paires d'"anses" distribuées de façon aléatoire (Fig. III-3). ce qui semble incompatible avec l'existence d'un axe de symétrie tel que l'axe de rotation d'une étoile (Pascoli 1985)

III-1 B : Binarité du noyau

Afin d'expliquer la morphologie à grande échelle des N.P., Livio et al (1979) ont imaginé le modèle d'un noyau binaire dans lequel le compagnon "focaliserait" une partie de la matière éjectée par le progéniteur. Ce modèle a reçu quelques confirmations puisqu'à l'heure actuelle, on estime à une vingtaine le nombre de noyaux binaires connus. C'est généralement l'étude du spectre composite qui permet de présumer de la binarité d'un noyau ; ainsi les observations de NGC 2346 (Feibelman et Aller, 1983; Jasniewicz et Acker, 1986; Mendez, 1978 ; Mendez et al, 1978) ont révélé la présence d'un noyau double ; en effet, l'étoile centrale de type A est d'un type trop froid et ne permet pas d'interpréter le spectre de haute excitation observé. Ceci nous amène à penser que l'étoile qui ionise la nébuleuse est une sous-naine, très chaude, invisible, associée à l'étoile primaire de type avancé. La période orbitale du système composite a été déterminée de l'ordre de 16 jours (Mendez, 1980), ce qui nous permet de considérer que le noyau de NGC 2346 est une binaire serrée (distance entre les composantes de l'ordre de quelques rayons solaires).

Le scénario de la formation de la nébuleuse est détaillé dans l'article de Pascoli (1986) et il apparaît que ce modèle interprète assez bien la forme "papillon" de la nébuleuse.

NGC 2346. Néanmoins, comme le signale l'auteur, ce mécanisme est difficilement applicable au cas de NGC 650-1, puisqu'il s'agit dans ce cas d'une binaire dont les composantes sont largement espacées (Livio, 1982). Le mécanisme de Livio et al (1979) ne joue pas alors un rôle aussi important que dans le cas d'une binaire serrée. Et pourtant, ces deux nébuleuses ont d'un point de vue morphologique une grande ressemblance et il serait bon de trouver une interprétation unique. Pascoli (1986) suppose que le noyau de NGC 650-1 puisse être ternaire, ce qui effectivement résoudrait le problème mais l'observation ne l'a pas encore confirmé.

Notons également qu'il est difficile d'interpréter en terme de binarité la morphologie de la nébuleuse NGC 3132, ainsi que l'indique Pascoli dans sa thèse (1985a), bien que le noyau de cette nébuleuse soit binaire (Kohoutek et Lausten, 1977).

Il reste néanmoins qu'il doit être tenu compte de ce modèle puisque statistiquement, la moitié des étoiles centrales de N.P. sont binaires et donc parmi les 1563 N.P. connues actuellement, environ 750 relèvent de ce cas.

III-3 Cinématique des nébuleuses planétaires :

L'existence de mouvements internes dans les nébuleuses planétaires a été remarquée par la 1^{ère} fois par Campbell et Moore (1918).

Ces auteurs n'ont toutefois pas précisé les caractéristiques de ces mouvements ; rotation, expansion ou autres. Zanstra (1932) montra que le dédoublement des raies observées par ces auteurs devait être interprété comme résultant de l'expansion des NP.

Les résultats de Nilson (1950) précisent clairement qu'il existe une corrélation positive entre la séparation des composantes de raies d'émission et la taille des images monochromatiques. C'est-à-dire, que les images de plus petit diamètre (correspondant aux éléments de degrés d'ionisation élevés) sont associés aux vitesses d'expansion les plus faibles.

Needman (1968) suggère les P des ellipsoïdes prolates (ellipsoïde dont l'axe majeur est l'axe de symétrie de révolution).

Vityasev (1969) et Smith montre que la vitesse d'expansion est une fonction croissante du rayon de la nébuleuse lorsque : $R_{\text{neb}} < 0,3\text{pc}$ et $V_{\text{exp}} < 40\text{Km/s}$

Ces résultats sont confirmés par Bohuski et Smith (1974) qui sur un nombre important de NP dérivent une relation linéaire entre la vitesse d'expansion et le rayon ($R_{\text{neb}} < 0,15\text{pc}$).

Pour $R > 0,15\text{pc}$ ces auteurs remarquent que les vitesses d'expansion sont intrinsèquement plus faibles. Les observations récentes de Robinson et Al suggèrent qu'il existe, en fait, 2 séquences distinctes.

- La séquence des vitesses élevées qui contient beaucoup de NP dont les étoiles centrales ont des températures les plus très élevées.

- Une séquence des faibles vitesses d'expansion qui représente un petit nombre de NP dont les étoiles centrales sont majoritaires de type spectral O. Ces résultats sont en accord avec le modèle de Ferch et Salpeter .

Sabadin (1984) montre que V_{exp} est une fonction linéaire croissante de R_{neb} jusqu'à $0,15\text{pc}$. Pour $R_{\text{neb}} > 0,15\text{pc}$ V_{exp} décroît en fonction du rayon avec une dispersion des résultats individuels très large.

Ces résultats ont été regroupés par Sabadin en 2 sous-classes étendues :

- le 1^{er} type (appelé C) inclut les NP éjectées et excitées par des étoiles qui viennent de parcourir la branche asymptotique des géantes rouges (AGB) et qui ont une masse de l'ordre de $0,6M_{\odot}$.

- Le 2^{ème} groupe (appelé B) rassemble les NP dont l'étoile centrale est plus massive que $0,6M_{\odot}$ (jusqu'à $0,8M_{\odot}$). Il remarque qu'il y a une grande similarité avec la classification de Greig (1971).

Mais des critiques ont été formulés par G.Pascoli (1985) au sujet de ces classements.

1-II a supposé que les NP soient à symétrie sphérique. Dans ce cas, le rayon de la nébuleuse R_{neb} est défini sans ambiguïté. Mais reste la connaissance de la distance D observateur- NP nécessaire à sa détermination.

Les distances sont mal connues, les compilations de Phillips (1984) et de Sabadin ne sont pas toujours en accord (D varie du simple au double). Leur détermination résultant d'observations d'un grand nombre d'auteurs utilisant des méthodes fort distinctes, les compilations sont assez inhomogènes.

La dispersion large dans le plan V_{exp} - R_{neb} des articles de Phillips et Sabadin) peut provenir d'une bonne part de ces inhomogénéités. Il en est même pour les mesures de V_{exp} ; dans certains cas les résultats peuvent être en erreur d'une dizaine de Km/s lorsque les vitesses sont déduites indirectement par l'intermédiaire d'un modèle spaciocinématique. Il semblerait que la dispersion réelle d'une (ou des) séquences dans la plan V_{exp} - R_{neb} (suivant la masse du noyau progéniteur, sa luminosité, la vitesse du vent stellaire etc. ...) soit totalement masquée par des biais observationnels divers.

2- D'autre part, les NP ne sont pas à symétrie sphérique; dans ce cas, la notion de rayon nébulaire doit être définie clairement.

Sabadin montre que NP peuvent être assimilées (en 1^{ère} approximation tout au moins) à des ellipsoïdes prolates dont la vitesse d'expansion en chaque point de l'enveloppe est proportionnelle au rayon vecteur.

En examinant ce résultat, on peut constater qu'il découle d'une hypothèse que l'on peut qualifier de « self consistent », la vitesse d'expansion est une fonction linéaire du rayon vecteur ($V_{exp} = \alpha r$, α étant un coefficient constant $10^{-11} s^{-1}$ et r le rayon vecteur représentant les ellipsoïdes).

En fait, si telle hypothèse n'est pas posée a priori, on ne peut pas conclure grande chose. Si V_{exp} dépend de r suivant une fonction beaucoup plus complexe, il est nécessaire de supposer que l'enveloppe est non assimilable à un ellipsoïde mais à une forme beaucoup plus compliquée (cela devient un cercle vicieux duquel il est impossible de sortir).

En assimilant IC 418 (NP sélectionnée pour sa structure régulière) à une boule de gaz dont la densité électronique décroît de façon gaussienne du centre au bord (La brillance

étant bien représentée par une fonction gaussienne), l'hypothèse d'une croissance linéaire de V_{exp} en fonction du rayon vecteur s'imposait naturellement. Il est donc tentant de conclure que pour une NP donnée la linéarité de V_{exp} en fonction de r ($r < 0,15pc$) est bien vérifiée.

Les NP sont elles oblates (O) ou prolates (P) ?

D'après l'étude de Sabadin un grand nombre de NP sont de type P. Cependant pour certaines nébuleuses planétaires, la question reste posée. En effet Phillips et Reay (1977 *astrophysique* 59, 91) estiment que certaines NP peuvent être représentées par des ellipsoïdes de rayon O (Oblates) par exemple NGC 6720 et NGC 7027.

De fait certain NP peuvent être de type P ou O suivant la valeur donnée à tel ou tel paramètre (exemple distance obs-NP) Sabadin a été placé devant un problème similaire lors de l'étude de NGC 6058.

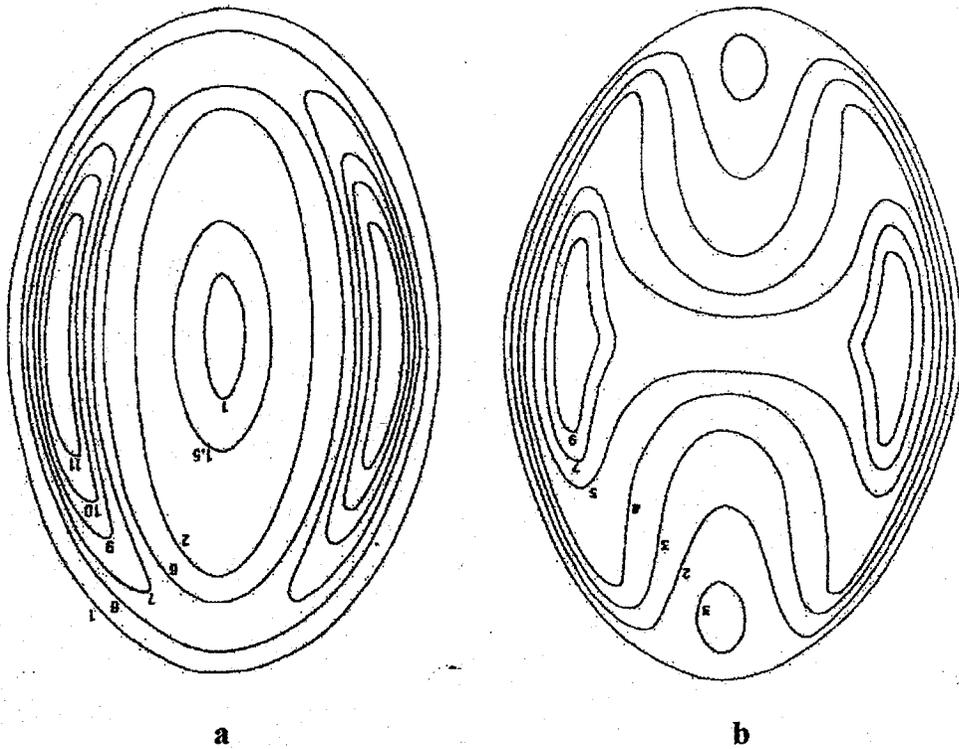


Figure III-5 : a) Oblate b) Prolate

III-4 Cause physique des anisotropies profondes observées dans les NP :

Une question importante qui n'a pas encore reçu de réponse définitive à l'heure actuelle, porte sur la ou les causes physiques de symétries observées dans les NP.

Quelques suggestions ont été faites dans le but de l'expliquer :

a -Rotation du noyau progéniteur

b -Rotation propre nébulaire

c- Ejection par une étoile double en présence d'un champ intranébulaire.

On imagine que nécessairement une des causes récapitulées ci-dessus joue un rôle fondamentale dans la morphologie, le problème consiste à savoir laquelle, et les avis des spécialistes divergent profondément

a - Rotation du progéniteur :

Le rôle de la rotation du noyau progéniteur lors de l'éjection de l NP a été envisagé par R.Louise (1973) . Cet auteur admettait cependant que le noyau éjecteur est l'étoile centrale dans son état actuel.

Etant donné que la vitesse de libération à la surface de tels astres est extrêmement élevée 1000Km/s pour obtenir des vitesses d'expansion nébulaire de l'ordre de 10km/s, il fallait supposer que la vitesse d'éjection était très proche (sinon quasi confondue) avec la vitesse de libération, ce qui est jugé très improbable.

Ce modèle a donc été repris par Phillips et Reay (1977 astron. Astroph. 59- 91) compte tenu de la remarque de Shklovsky (1956) le progéniteur est choisi parmi un groupe d'étoiles dont la vitesse de libération est proche des vitesses d'expansion nébulaire. Les variables régulières du type Mira. Les propriétés spaciocinématiques de ces étoiles sont d'ailleurs assez similaires à celles des N.P.

Phillips et Reay montrent qu'en tenant compte de la rotation du noyau progéniteur (éventuellement différentielle) et de la pression de radiation (Ly_{α}), un grand nombre de formes peuvent être engendrées et la comparaison avec l'observation semble satisfaisante.

b- Rotation intrinsèquement nébulaire :

Un autre modèle, moins connu est celui de la rotation intrinsèquement nébulaire. L'oblativité de la N.P. est supposée résulter de sa rotation propre.

Grimin (1982) postule que la rotation de l'étoile centrale (ou s'il s'agit d'un système binaire, de mouvements du gaz le long de l'orbite quasi képlérienne) sert de source ; cette rotation

primordiale est la pression de radiation tangentielle Ly_{α} . Cette pression tangentielle est due aux propriétés anisotropes du milieu gazeux et du champ de radiation.

Le rayonnement de l'étoile centrale est en quelque sorte canalisé anisotropiquement par le gaz de la protonébuleuse en rotation, et, un peu à la manière d'une turbine, l'anisotropie du rayonnement « force » l'enveloppe nébulaire à tourner. Il s'en suit un effet auto cohérent (dynamo) où le champ de radiation est dévié dans un sens et l'enveloppe nébulaire tourne dans le sens opposé, la conservation du moment cinétique étant de ce fait assurée. Ce modèle fort hypothétique n'a pas encore reçu beaucoup d'attention.

c- Ejection par une étoile double :

Cette idée paraît assez naturelle pour expliquer la morphologie des NP. Elle est renforcée par le fait que l'on a observé quelques NP ayant un spectre de haute excitation (présence de raies de He II) dont l'étoile centrale visible est d'un type spectral trop froid pour pouvoir rendre compte du fort degré d'ionisation de la NP).

Ceci peut donc suggérer que l'étoile qui ionise la NP est une sous naine très chaude, bien évidemment invisible, associée à une étoile de type avancée. Ce qui constitue une preuve indirecte, mais incontestable, de la binarité du rayon (Lutz 1977 Nalsh 1983).

À l'heure actuelle (2005) une vingtaine de noyaux binaires ont été découverts ; généralement, c'est l'étude du spectre composite qui permet de présumer de la binarité d'un noyau. Une variabilité dans la vitesse radiale « double spectroscopique » a été observée dans le noyau de NGC 4361 ainsi que dans quelques autres nébuleuses.

Toutefois, l'interprétation d'une variabilité en terme de binarité est délicate car une étoile unique à atmosphère complexe (étoile symbiotique ou étoile à évolution « instantanée ») peut avoir un spectre binaire.

Quoiqu'il en soit il est bien évident que la moitié des étoiles centrales des nébuleuses planétaires sont statistiquement binaires puisque de nombreuses études ont suggéré que la moitié des étoiles peuplant la galaxie forment des systèmes doubles ou multiples. Ainsi donc sur les 1500 NP connues, à l'heure actuelle, environ 750 possèderaient un noyau double.

Le problème qui nous préoccupe est de savoir si cette binarité a une influence quelconque sur la morphologie à grande échelle des NP. En d'autres termes, quel est le lien entre la binarité de l'étoile progéniteur et la bipolarité nébulaire

Le processus d'éjection par une étoile double a été étudié de façon approfondie par Livio et Al (1979).

III-5 Classification des nébuleuses planétaires

Les premières photographies de nébuleuses planétaires réalisées par Curtis(1918) ont permis la mise en évidence d'une diversité de forme de ces objets. De la classification proposée, basée sur de simples considérations de symétrie, on retiendra que plus de 80% des N.P. présentent une symétrie autour d'un axe dans le plan du ciel. D'autre part, un tiers des N.P. répertoriées par Curtis possèdent un double enveloppe. (Kirkpatrick 1969), ce que confirme Kaler(1974). D'autres classifications ont été depuis proposées par Vorontsov-Vel'yaminov (1934), Westerlund et Henize(1967), Perek et Kohoutek(1967) Une Classification des nébuleuses symétriques a été proposée par Greig(1971) et une autre par Pascoli(1986) inspirée dans sa conception des travaux de Gurzadian(1969) .Balick (1987) propose une classification à partir du modèle ISWM (Interacting Stellar Wind Model) établi par Kwok(1982).

La classification de Greig présentée sur la figure (III-4) comportent 5 classes de symétrie notées Sy0, Sy1, Sy2, Sy3, SYz Correspondants respectivement à une absence de symétrie, une symétrie uniaxiale, une symétrie biaxiale, une forme circulaire ou un forme en pour une nébuleuse considérée ;un archétype de chaque classe y est présenté. On remarque qu'une symétrie Z implique que la nébuleuse soit de type B

(Binebulous) ainsi pourra-t-on créer les sous-classes BZ lorsque la nébuleuse présente les deux caractères, Z lorsque le type B n'apparaît que faiblement. De même, une faible symétrie Z comme celle présente dans He 2-114 Sera notée BNz.

En suivant la même démarche, on retrouve des nébuleuses de types A(Annular) ou de type C(Centric) dans la classe Sy3.

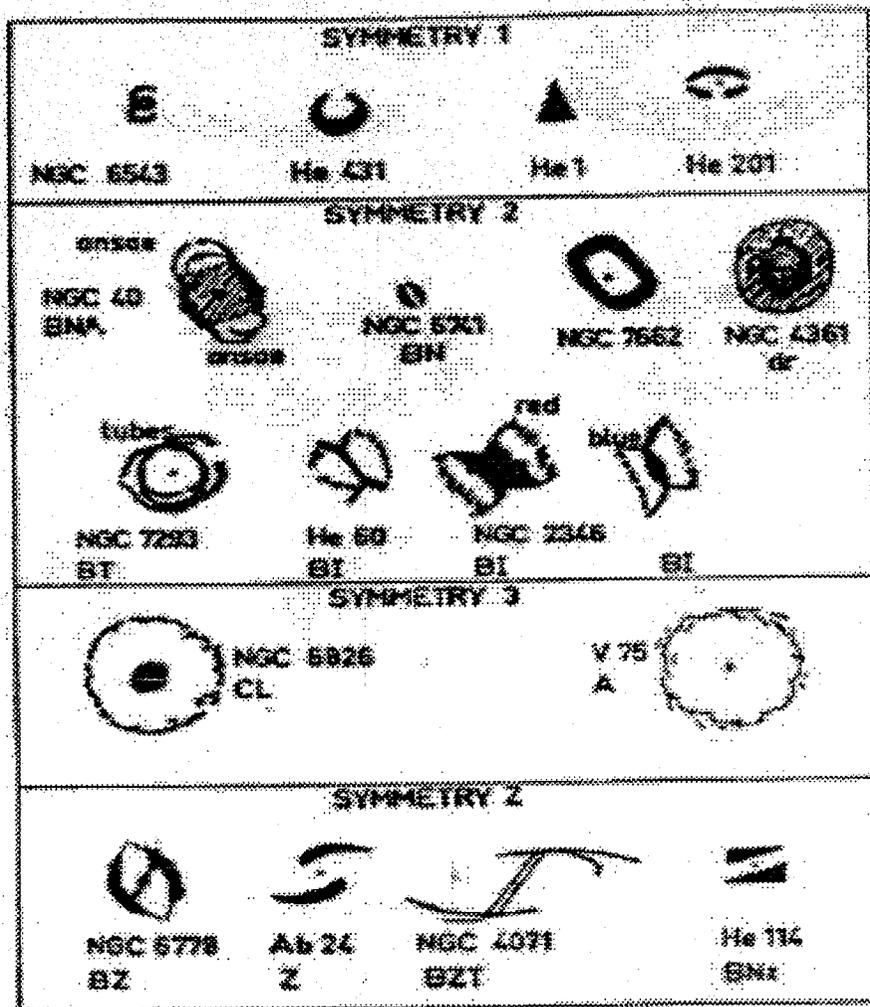


Figure III-4 : Classification de Greig(tirée de l'article de Greig,1971)

La classification proposée par Pascoli est présentée sur la figure ('III-5) fait ressortir

- A__ bipolaire
- B__ bipolaire annulaire
- R__ annulaire
- b-s__ bipolaire annulaire spirale
- b-d__ bipolaire annulaire décentré
- r-d__ annulaire-décentré
- s-d__ spirale-décentré
- a-b__ bipolaire-mixte
- a-d__ bipolaire-décentré
- am__ amorphe

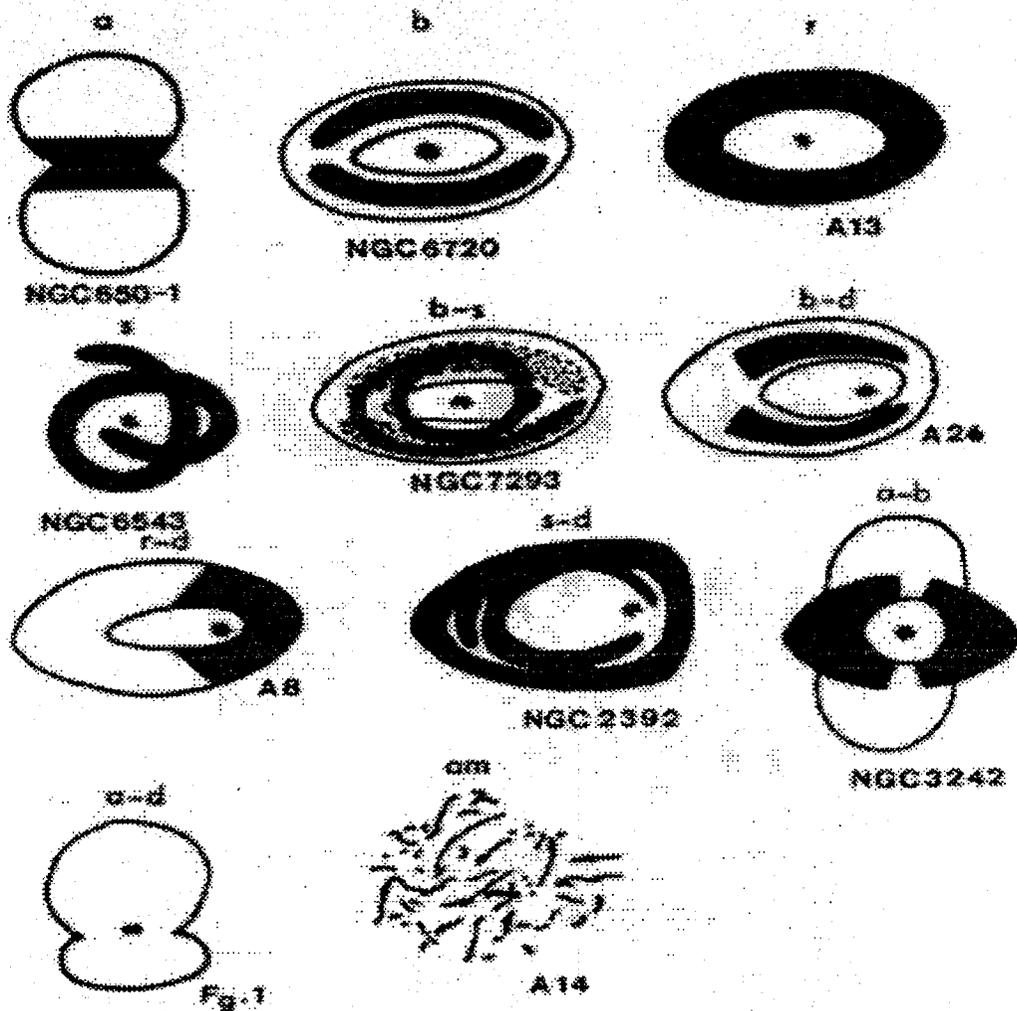


Figure III-5 : Classification proposé par Pascoli (tiré de son article 1986)

Balick (1987) a réalisé un atlas de 50 N P pour les quelles il propose 3 classes morphologiques : round (circulaire) elliptical (elliptique), butterfly (papillon) celles-ci correspondent a trois étapes du processus continue de formation d'une N P par interaction du vent stellaire ($V \sim 1000-2000 \text{ Km s}^{-1}$) avec l'enveloppe de le géante rouge (Kwok 1982) pour chaque classe, 3 types morphologiques sont possibles : Early (précoce) ,middle (intermédiaire) ,late (tardif) : ils sont définis par la plus ou moins grande proximité de

l'interface (vent stellaire enveloppe de la géante rouge) et du noyau de la N P (voir le schéma ci-après extrait de l'article de Balick)

Ces classifications ne peuvent être subjectives mais elles sont d'un grand intérêt pour pouvoir déterminer les caractéristiques essentielles de tel ou tel groupe de N P (bipolarité, annularité, apparence spirale, décentrage de l'étoile centrale, caractère amorphe, existence d'une double enveloppe, présence d'un halo etc....) il nous appartient alors d'élaborer un modèle capable de prédire l'apparition de ces caractéristiques compte tenu par exemple des effets d'orientation suivant la ligne de vue ainsi que le précise Guzadyan dans l'article de 1962 sur les nébuleuses bipolaires.

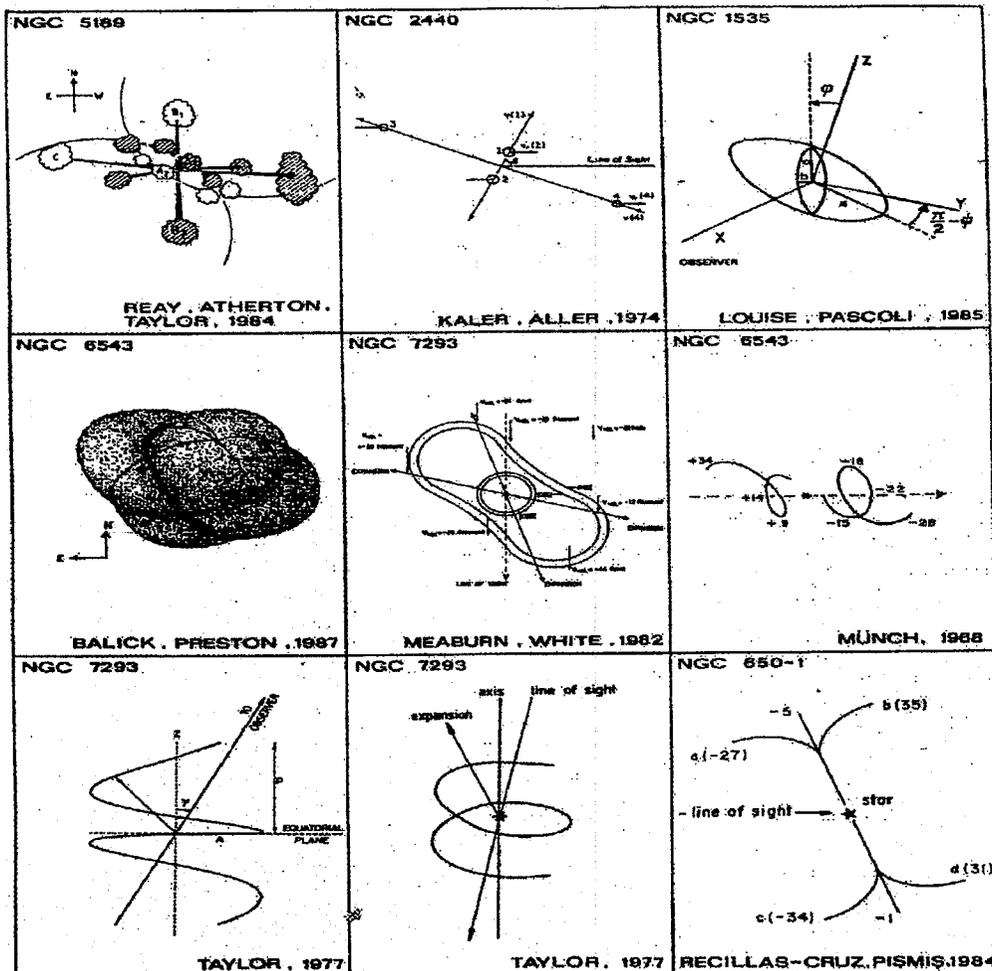


Figure III6a : Modèles proposés par différents auteurs

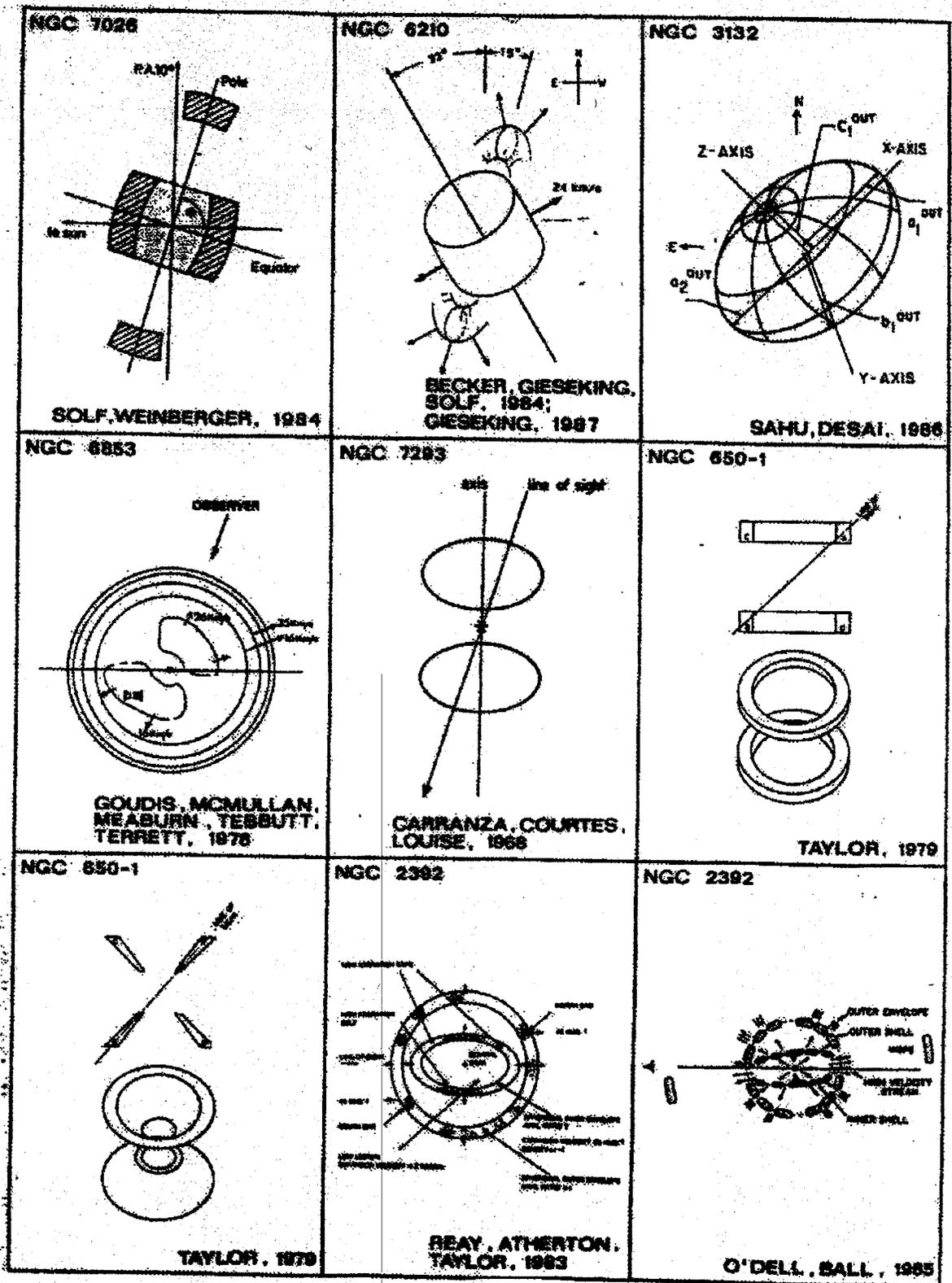


Figure III-6b Modèles proposés (suite)

CHAPITRE IV

DETERMINATION

DES

PARAMETRES

IV-1 DETERMINATION DE VITESSES D'EXPANSION :

IV-1.1 Profil de raie dédoublé :

L'obtention de spectres haute résolution montre que les N.P. sont des objets en expansion ainsi qu'il est précisé dans les travaux de Zanstra (1932) et Wilson (1950). Cette remarque est importante puisqu'elle nous amène à la conclusion que l'étoile centrale est à l'origine de la formation de la nébuleuse. Le dédoublement des raies apparaît nettement sur la figure (IV-1) présentant la raie H α de la nébuleuse NGC 6818 prise au C.E.S. de l'E.S.O. Le détecteur est un Réticon refroidi à 47 K ; la résolution du spectrographe est :

$$\lambda_0 / \Delta\lambda = 100045$$

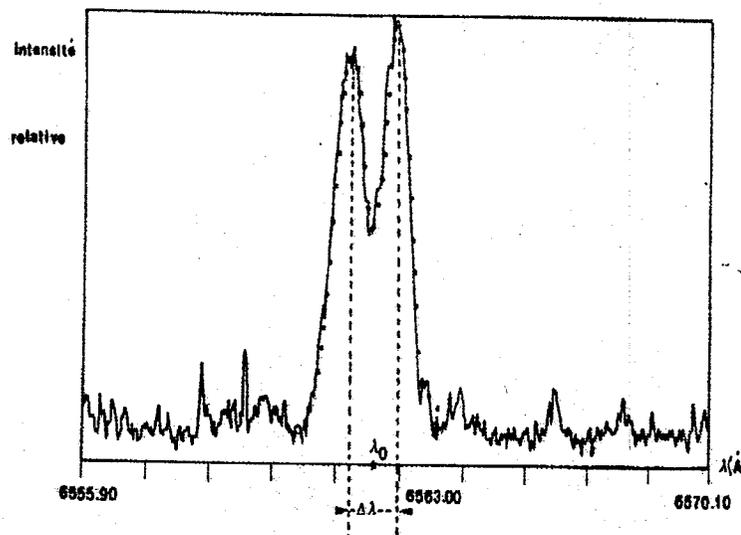


Figure IV-1 : Raie H α de la nébuleuse NGC 6818 prise au C.E.S. de l'E.S.O. (profil dédoublé)

La vitesse d'expansion est donnée par la formule :

$$2v = c (\Delta\lambda/\lambda_0) \tag{IV-1}$$

Où c est la célérité de la lumière.

$\Delta\lambda$ L'écart entre les 2 composantes.

λ_0 la longueur d'onde de la raie H α

Les mesures donnent $\lambda_0 = 6562,470 \text{ \AA}$

$$\Delta\lambda = 1.055 \text{ \AA}$$

et donc

$$2v = (48,2 \pm 3,8) \text{ Km/s (en estimant l'erreur à 8 \%)}.$$

Cette valeur est compatible avec la valeur de 55,5 Km/s, reprise pour la raie H_{α} par Sabbadin (1984) dans son catalogue des vitesses d'expansion.

Le dédoublement de raie apparaît également sur la figure(IV-2) représentant les raies [SI I] λ 6717 et [SII] λ 6731 de la nébuleuse IC 418. Un calcul identique au précédent donne une vitesse d'expansion $2v = (31,5 \pm 2,5) \text{ Km/s}$, valeur compatible avec la vitesse de 34,7 Km/s trouvée par Sabbadin (1984). Ce dédoublement suggère pour cette nébuleuse un modèle d'enveloppe d'ions S^{+} en expansion (Louise et Maurice, 1982).

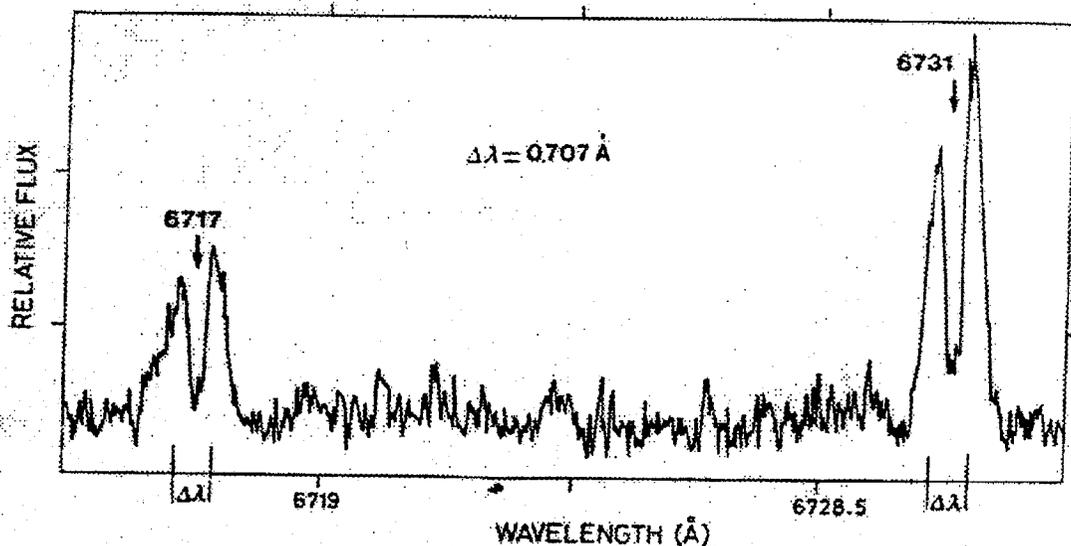
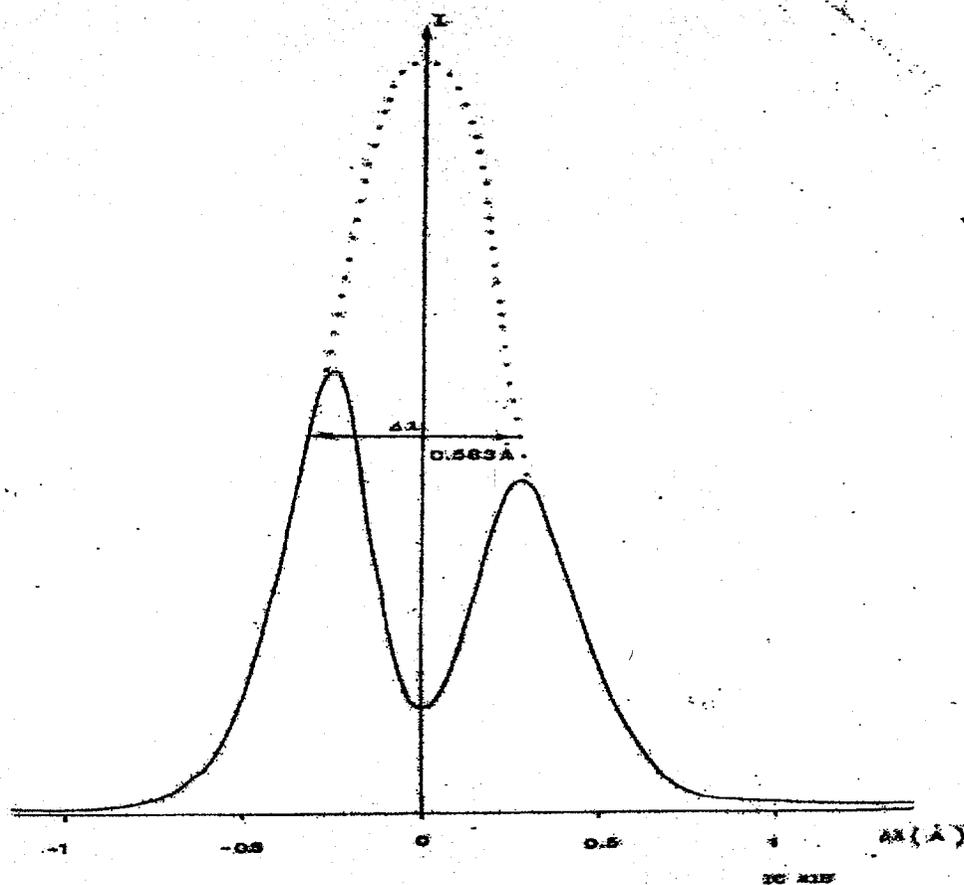


Figure IV-2 : Raies [SII] λ 6717 et [SII] λ 6731 de la nébuleuse IC 418 prises au C.E.S. de l'E.S.O.

Ce modèle reste valable Si l'on considère les profils de raie en [NII] λ 6584 donnés dans les figures (IV-2) et (IV-3) respectivement pris au centre et sur le bord (à 4" du centre) de la nébuleuse IC 418.



FigureIV-3 : Raies [NII] λ 6584 au centre de la nébuleuse IC 418 prise au C.E.S. de l'E.S.O.

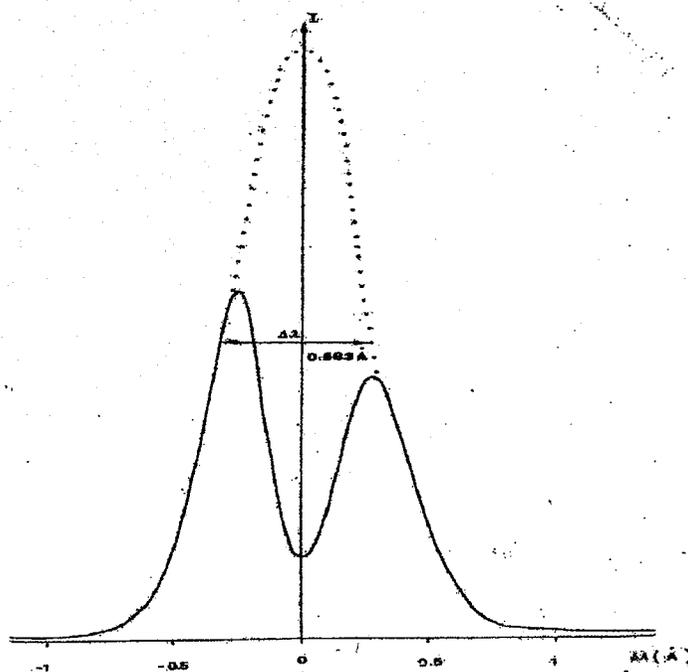


Figure IV-4: Raies [NI I] λ 6584 sur le bord de la nébuleuse IC 418 prise au C.E.S. de P.E.S.O.

La vitesse d'expansion calculée au centre donne :

$$2v = (24,2 \pm 1,4) \text{ Km/s}$$

Celle calculée sur le bord donne :

$$2v = (19,10 \pm 1,2) \text{ Km/s}$$

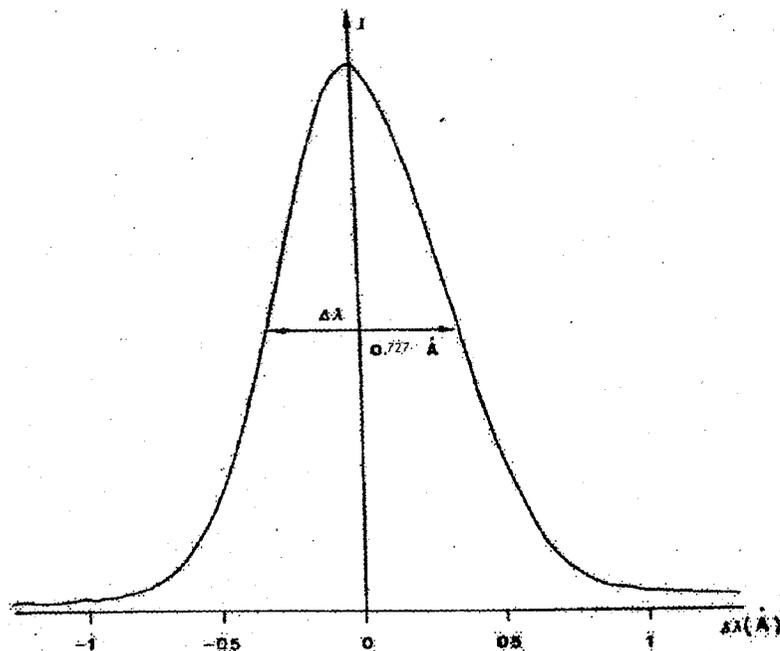
Ces valeurs sont compatibles avec les travaux d'Osterbrock (1970) puisque la valeur maximale déduite de son modèle est de 26 Km/s. La vitesse trouvée est inférieure à la valeur déduite des raies de [SII]; ce qui est en parfaite concordance avec les travaux de Wilson (1950) qui mit en évidence une corrélation entre vitesse d'expansion et potentiel d'ionisation, interprétant ainsi le phénomène de stratification des N.P. La vitesse d'expansion est une fonction décroissante du potentiel d'ionisation, ce qui fait que l'image monochromatique la plus grande est celle correspondant à l'ion dont le potentiel d'ionisation est le plus petit. Ceci se vérifie dans le tableau IV-1 donnant la dimension des images en [OIII], [OII] et [SII] de la nébuleuse IC 418, ainsi que les potentiels d'ionisation correspondants issus de Allen (1955).

Raie	potentiel d'ionisation	Dimension en "
[O III]	54,93	7,29
[OII]	35,14	9,35
[S II]	23,40	11,07

Tableau IV-1 : Dimension de la nébuleuse IC 418 pour les raies de [OIII] , [OII] et [SII]

IV-1- 2 Profil de raie non dédoublée

Les figures (IV-5) et (IV-6) présentent respectivement les profils de raie en H α au centre et sur le bord (à 4" du centre) de la nébuleuse IC 418. Ces profils ne sont pas dédoublés et on peut les interpréter en considérant que l'hydrogène est présent dans toute la nébuleuse:



FigureIV-5 : Raie H α prises au centre de la nébuleuse IC 418 avec le C.E.S de l'E.S.O

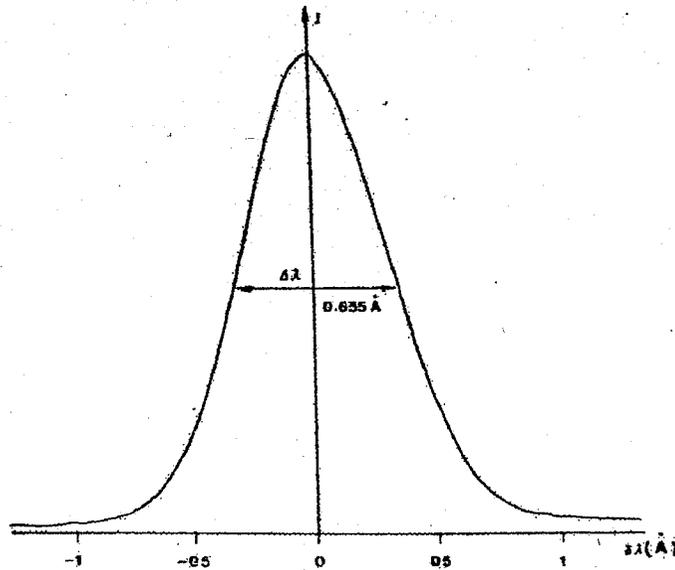


Figure IV-6 : Raie H_{α} prises sur le bord de la nébuleuse IC 418 avec le C.E.S de l'E.S.O

Le modèle d'une sphère plus ou moins remplie d'hydrogène et en expansion décrit assez bien cette nébuleuse alors qu'un modèle d'enveloppe de faible épaisseur est inadéquate comme il est noté dans Louise et Maurice (1982).

Le profil de raie H_{α} peut être écrit sous la forme d'un produit de convolution.

$$I' = I * A * I(v) \quad (\text{IV-3})$$

I' , I , A désignent respectivement le profil observé, le profil naturel de la raie, la fonction d'appareil. $I(v)$ traduit le profil thermique de la raie ainsi que l'élargissement de la raie due à une expansion de la matière nébulaire (Louise et Pascoli, 1984a). Cette fonction est donnée par la relation :

$$I(v) = I_0 \exp.(-v^2/\delta v_0) \quad (\text{IV-4})$$

Avec $\delta v_0^2 = \delta v_{th}^2 + \delta v_e^2$

Et $\delta v_{th} = \left(\frac{8kT(\log 2)}{m}\right)^{1/2}$ correspond à l'élargissement thermique de la raie. T désigne la température de la matière nébulaire, k désigne la constante de Boltzmann, m représente la masse de l'atome d'hydrogène. On remarquera que cet élargissement est beaucoup plus important dans le cas de l'hydrogène que dans le cas de l'azote puisque m intervient au dénominateur. On supposera dans la suite du calcul que le profil naturel de la raie est une fonction δ de Dirac, que la fonction d'appareil est une gaussienne de largeur à mi-hauteur.

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \exp(-\alpha x^2) \quad (\text{IV-5})$$

Ou $\alpha = (2/a)^2 \log 2$; a est la largeur à mi hauteur.

L'égalité des aires entraîne la relation :

$$\int I(\lambda) dx = \int I'(\lambda) dx$$

$$\text{Soit } I_0(\lambda) (\pi/\alpha)^{1/2} = I_0(\lambda) a'$$

Ou a' est la largeur rectangulaire équivalente au profil gaussien.

$$\text{D'ou } a' = \frac{a}{2} \left(\frac{\pi}{\log 2} \right)^{1/2}$$

On en tire alors :

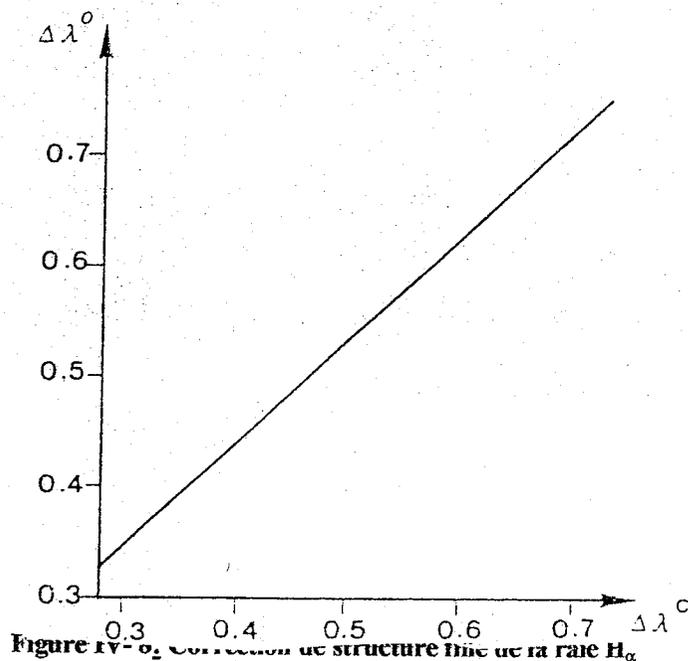
$$a' = 1.064$$

La largeur à mi-hauteur du profil observé s'exprime comme une moyenne quadratique des largeurs à mi-hauteur des différents profils et la vitesse d'expansion est donnée par la formule (IV-6) : (Giesekeing et al, 1986 ; Welty, 1983). :

$$\delta v_e = 2 v_e = (\delta v_{\text{obs}}^2 - \delta v_{\text{est}}^2 - \frac{8kT(\log 2)}{m})^{1/2} \quad (\text{IV-6})$$

Dans laquelle δv_{obs} , δv_{inst} désignent respectivement les largeurs à mi-hauteur du profil observé et de la fonction d'appareil. δv_e désigne la vitesse d'expansion de la nébuleuse

Le profil de raie sera également corrigé de la structure fine (Dyson et Meaburn, 1971) ; en effet, le profil naturel n'est pas tout à fait une fonction δ de Dirac et nous utiliserons la correction présentée sur la figure IV-7 où $\Delta\lambda^0$, $\Delta\lambda^c$ désignent respectivement les largeurs observée et corrigée de la raie H_α .

Figure IV-2. Correction de structure fine de la raie H α

(tiré de l'article de Dyson et Meaburn, 1971)

Nous supposons pour les calculs une température voisine de 9000 K; cette valeur généralement admise (Pottasch, 1984). On notera, à la différence du cas précédent où le profil de raie était dédoublé, que cette méthode nécessite une hypothèse sur la température, ce qui est automatiquement une source d'erreurs. Les vitesses d'expansion sont données dans le tableau IV-2 ainsi que les différents paramètres utilisés pour cette détermination. On remarquera que ces mesures sont moins précises que celles réalisées lorsque le profil de raie est dédoublé.

	$\Delta\lambda^0(\text{\AA})$	$\Delta\lambda^c(\text{\AA})$	$\delta v_{\text{obs}}(\text{KM/s})$	$\delta v_e(\text{KM/s})$
Au centre	0,727	0,708	32,36	23,8 \pm 2,4
Sur le bord	0,655	0,631	28,84	18,7 \pm 2,0

Tableau IV- 2: Vitesse d'expansion calculée au centre et sur le bord de la nébuleuse IC 418 à partir de la raie H α

Ces valeurs sont compatibles avec la valeur **24 Km/s** donnée dans Pottasch (1984) et avec les travaux d'Osterbrock (1970).

Cette détermination de vitesse d'expansion est essentielle à une meilleure compréhension de la cinématique de la matière constituant la nébuleuse planétaire. Nous retrouvons dans les résultats précédents la conclusion de Welty (1983) comme quoi la vitesse d'expansion est typiquement comprise entre **20 et 40 Km/s**. D'autre part, on retrouve sur ces deux exemples de **NGC 6818** et **IC 418** la conclusion de Vit'yasev (1969) et Smith (1969)

reprise dans Pascoli (1985a) est que la vitesse d'expansion est une fonction croissante du rayon nébulaire lorsque ce rayon est inférieur à 0,3 pc ; ce qui est le cas de ces deux nébuleuses. Ceci est confirmé par Sabbadin (1984) qui précise que la relation précédente reste valable pour un rayon nébulaire n'excédant pas 0.15 pc; il déduit par ailleurs de son étude cinématique d'un grand nombre de N.P. Une classification présentant une grande similitude avec celle proposée par Greig (1971) et issue de considérations essentiellement morphologiques.

P N	Rn (pc)	Vexp (kms-s ⁻¹)	R'n (pc)
NGC 40	.10	29	0.69
NGC 246	.027	40	0.13
NGC 1360	.031	27	.023
NGC 1537	.0.082	20	0.082
NGC 2022	0.13	29	0.087
NGC 23 71	0.18	42	0.086
NGC 2392	0.14	53	0.052
NGC 2438	.0.20	..	0.20
NGC 2440	0.13	22	0.12
NGC 2610	0.19	...	0.19
NGC 3242	0.074	20	0.074
NGC 4361	0.18	38	0.095
NGC 5315	0.008	400.	0.001
NGC 6058	0.16	33	0.100
NGC 6210	0.058	21	0.054
NGC 6543	0.034	20	0.052
NGC 6572	0.017	100.	0.070
NGC 6720	0.16	28	0.115
NGC 6778	0.13	18	0.15
NGC 6826	0.17	8	0.165
NGC 6886	0.026	16	0.056
NGC 6891	0.07	7	0.197
NGC 6905	0.18	44	0.083
NGC 7008	0.18	36	0.10
NGC 7009	0.055	20	0.054
NGC 7094	0.39	...	0.39
NGC 7662	0.061	26	0.046
IC 418	0.0114	12	0.052
IC 2003	0.053	20	0.066
IC 2149	0.041	20	0.066
IC 2165	0.030	200.	0.049

Tableau IV-3 : Résultats de calcul des rayons et des vitesses d'expansion de différentes NP

IV- 3 Calcul des distances des nébuleuses planétaires

IV-3-1 Relation masse rayon

En considérant le modèle des NP comme sphérique ,contenant de l'hydrogène et de l'hélium, la masse ionisée est donnée par la relation (Maciel et Pottasch):

$$M = (4/3) R^3 \epsilon^m N e \frac{1+4y}{1+4xy} \quad (IV-7)$$

Où R= Rayon de la masse ionisée

ϵ : le facteur de remplissage

y : l'abondance de l'hélium

$$x = N(\text{He}^+) + 2N(\text{He}^{++}) / N(\text{He}^+)N(\text{He}^{++})$$

N : nombre d'atomes ionisés

A travers les analyses de plusieurs rapports d'intensité de raies interdites d'oxygène et de sulfures, Baker (1978) a déterminé récemment les densités électroniques d'environ 40 NP .Pour ces objets, la masse est calculée à l'aide de l'équation (IV-2) , le rayon étant estimé indépendamment.

Cela a été fait en utilisant les valeurs angulaires de Perek et Kohoutek (1967) ou celles de Cahn et Kaler(1971 et les distances de A. Acker (1978)

Nous avons inclus les objets pour lesquels la distance était connue ou du moins déterminée par une méthode indépendante de toute considération de l'état physique de la nébuleuse. De telles distances ont été obtenues au moyen de techniques d'extinction stellaire, de distances calculées au moyen de vitesses radiales, parallaxe spectroscopique et de méthodes d'expansion radiale.

En général, la relation entre la masse et le rayon est suggérée par la relation(IV-5).Cependant ,il est accepté que durant le 1° stade de l'évolution vers une NP , la nébuleuse est optiquement opaque aux radiations du continuum de Lyman et la masse ionisée est beaucoup plus petite que la masse totale .Le processus entier suggère que la masse ionisée augmente proportionnellement avec le rayon de la NP. La forme la plus simple d'une telle relation est linéaire :

$$M(\text{masse solaire}) = a R + b \quad (IV-8)$$

Où R est pc

$$a = 1.225 \text{ et } b = 0.0123$$

Cette équation peut être considérée, avec une approximation du 1^{er} ordre, comme la masse de la NP, comparée à la constante de masse d'ordre zéro de la méthode de Shklovsky. On estime alors que l'équation (IV-6) est valable pour tous les objets de la liste MA. La dimension dans l'échelle des grandeurs est donnée par la relation :

$$0.4 \geq R(\text{pc}) \geq .01 \quad (\text{IV-9})$$

Ces limites sont toutefois un peu arbitraires, bien que la distribution des grandeurs ne devrait pas être affectée d'une manière appréciable. Les nouvelles distances calculées avec la méthode MA (Maciel et Acker), on peut écrire :

$$D_0 = \text{const. } M^{2/5} \theta^{-3/5} S^{-1/5} \quad (\text{IV-10})$$

Où $M = 0.16M_{\odot}$.

Si la masse ionisée n'est pas considérée comme constante, on a alors :

$$D = D_0 (M/M_{\odot})^{2/5} \quad (\text{IV-11})$$

Le rayon est lié à la distance par la relation :

$$R = \theta \cdot D \quad (\text{IV-12})$$

Toutes les quantités inconnues peuvent être déterminées en assumant que la relation (IV-7) est vraie

IV-3-2 Distances des nébuleuses planétaires

A Extinction :

Avant de calculer les distances aux nébuleuses planétaires, les intensités observées doivent être corrigées de l'extinction interstellaire. La méthode astronomique usuelle est de déterminer l'extinction de chaque étoile et de comparer la densité du flux mesuré avec celui d'une étoile de mêmes caractéristiques (température, rayon) qui n'a pas d'extinction.

Cette méthode a une remarquable propriété :

Elle présente la même dépendance en fréquence (ou longueur d'onde) en n'importe quel point de la galaxie et ce, en première approximation. La mesure usuelle de l'extinction interstellaire d'une étoile donnée est l'excès de couleur E_{B-V} qui est l'excès du bleu moins la magnitude visuelle de l'étoile comparé au « B-V » de l'étoile ayant les mêmes caractéristiques mais sans extinction (étoile standard).

Le fond de l'extinction a une remarquable propriété ; il est dépendant de la longueur d'onde presque partout dans la galaxie et ce en première approximation.

Cependant la comparaison directe n'est pas applicable aux NP ou à leurs étoiles centrales parce que la lumière de l'étoile centrale est difficile à séparer de la lumière nébulaire ou parce que les étoiles standard sans extinction ne sont pas d'un secours effectif. L'intensité du fond d'extinction est donné par la relation :

$$\text{Log}_{10} I(\lambda) = A_{\lambda} E_{B-V} / 2.5 \quad (\text{IV-13})$$

Où A_{λ} le coefficient d'extinction en fonction de λ .

Il est donné par le tableau IV-4:

Il existe 4 méthodes basiques pour déterminer l'extinction E_{B-V} dans chaque nébuleuse

1) En comparant la densité du flux du radio continuum avec le flux de H_{β} , parce que les 2 densités de flux ont la même dépendance, le rapport estimé est en fonction uniquement de la température et de l'abondance de l'hélium.

Le rapport $F_{(H\beta)}$ estimé sur le $F_{(H\beta)}$ observé est donné par la relation :

$$c = \log \frac{F(H\beta)_{\text{estimé}}}{F(H\beta)_{\text{observé}}} = \frac{A_{4861} E_{(B-V)}}{2.5} \quad (\text{IV-14})$$

En prenant le coefficient d'extinction du tableau on a :

$$A_{4861} = 3,63$$

$$C = 1,46 E_{(B-V)}$$

Cette méthode donne une réponse correcte quand l'extinction se fait en dehors de la nébuleuse. Elle se fait :

1) **Par la mesure de l'absorption autour de $\lambda = 2200 \text{ \AA}$**

Le coefficient d'extinction a une pic aiguë autour de 2200 \AA avec une largeur à mi-hauteur de 400 \AA .

-Si l'extinction est importante, les effets d'absorption sont observés à cette mi-hauteur. En assumant que le continuum interstellaire est intrinsèquement continu, l'extinction peut être alors observée (SR Pottasch *Planetary Nebulae*)

-Par comparaison des intensités relatives observées de raies dont les intensités spectrales sont indépendantes ou presque de N_e et T_e dans la nébuleuse.

Les raies les plus utilisées sont les raies H de Balmer et spécialement le rapport $H_\alpha : H_\beta : H_\gamma$

Les rapports de raies [He II], $\lambda 4686$ et $\lambda 1640$ sont aussi utilisés pour un nombre limité de nébuleuses.

2) *Par la mesure directe des couleurs* de l'étoile centrale, mais le « B-V » est difficile à interpréter. La grande incertitude est la correction de la lumière nébulaire. Ceci est important pour les petites nébuleuses.

Une autre incertitude est la détermination de la couleur normale de l'étoile centrale ayant de fortes raies d'émission. Pour une nébuleuse de grandes dimensions, il est possible d'utiliser cette méthode en adoptant comme couleur normale $(B-V)_0 = -0,33$.

$\lambda[\text{\AA}]$	A_λ	$\lambda[\text{\AA}]$	A_λ	$\lambda[\text{\AA}]$	A_λ	$\lambda[\text{\AA}]$	A_λ
1100	11.80	1900	8.0	2500	7.29	4500	3.99
1200	10.25	2000	8.62	2600	6.81	5000	3.55
1300	9.22	1300	9.32	2800	6.06	5500	3.10
1400	8.46	2175	9.62	3000	5.64	6000	2.79
1500	8.15	2200	9.58	3200	5.28	7000	2.32
1600	8.12	2300	8.86	3500	4.61	8000	1.86

Tableau IV-4 : Coefficients d'extinction A_λ

<i>N P</i>	<i>P et K</i> désignation	θ (arc seconde)	<i>D</i> (parsecs)	<i>R</i> ($\text{pc} \cdot 10^{-1}$)	<i>V_{ex}</i> ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	10^{-3} <i>n_e</i>	10^{-4} <i>T_e</i>	$\Delta R/d$	<i>J_y</i>
NGC 1535	165-15° 1	9.2	600	2.58	20	3.3	1.2	-	0.171
NGC 2392	197+17° 1	23.5	700	7.98	54	3.5	1.4	0.29	0.244
NGC 3242	261+32° 1	19.0	500	4.61	20	3.3	1.2	0.35	0.896
NGC 3787	148+57° 1	98	470	22.3	44	-	1.0	0.23	0.170
NGC 6210	43+37° 1	7.6	300	1.11	21	6.0	1.0	-	0.311
NGC 6567	11- 0° 2	4.4	1000	2.13	18	3.2	1.2	-	0.176
NGC 6572	34+11° 1	6.2	520	1.56	16	8.9	1.1	-	1.307
NGC 6720	63+13° 1	34.6	600	10.1	30	0.8	1.0	0.30	0.365
NGC 6803	64- 4° 1	2.8	1600	2.17	15	8.5	1.0	-	0.114
NGC 6853	60-3° 1	170	300	24.7	15	0.2	1.2	0.25	1.325
NGC 6891	54-12° 1	6.3	700	2.14	7.00	2.5	1.01	0.25	0.140
NGC 7008	93+5° 2	42	850	17.3	11	0.3	1.3	-	0.250
NGC 7009	37-34° 1	13.4	620	4.03	21	7.2	1.0	0.23	0.750
NGC 7026	89+0° 1	8.5	1750	7.21	42	7.5	0.9	0.35	0.302
NGC 7293	36- 57° 1	390.0	180	34.1	14	-	-	0.16	1.292
NGC 7662	106-17° 1	15.0	700	5.09	26	3.6	1.3	0.26	0.637
IC 1747	130+1° 1	6.6	1200	3.78	30	3.2	1.1	-	0.128
IC 3568	12+34° 1	5.0	480	1.16	8	10	1.1	-	0.075
BD+30°	64- 5° 1	3.5	800	1.36	26	10	1.0	-	0.586

Tableau IV-5 : distances ,rayons et vitesses d'expansion calculés pour différentes NP

CHAPITRE V

ABONDANCE

DES

ELEMENTS

V.1 Interprétation des raies d'émission et abondance nébulaire

Le spectre des nébuleuses planétaires consiste en des raies d'émission et en continuum d'émission. Ces spectres reflètent les conditions physiques dans les NP et principalement

La densité électronique, la température, l'abondance des éléments et le champs de radiation de l'étoile excitatrice.

L'interprétation de ces spectres de gaz à faible densité est applicable non seulement aux NP mais aussi aux régions HII, supernovae rémanentes et aux gaz ionisés.

Les NP se distinguent des régions HII par 3 aspects :

- 1) les NP sont excitées par une étoile unique tandis que les régions HII le sont par plusieurs étoiles
- 2) l'étoile excitatrice, située au centre, est très chaude dans un NP, beaucoup plus chaude que celle des régions HII
- 3) les gaz dans une NP sont beaucoup plus denses que dans les régions HII (de magnitude d'ordre 1 à 2 supérieur). Ce qui a pour conséquence une plus grande désexcitation collisionnelle dans les NP

Les raies du spectre de faible densité peuvent se diviser en 2 grandes classes :

- a) les raies formées par recombinaison, par capture d'un électron par un ion chargé positivement.
- b) Les raies formées par excitation collisionnelle d'un atome ou d'un ion (généralement par un électron) suivies par des radiations spontanées.

V-1-1 les raies de recombinaison

- 1) Formation de raies d'hydrogène dans la limite de faible densité :

La raie de recombinaison de spectre de l'hydrogène est formée par la capture d'un électron par un ion dans l'un des niveaux excité de l'atome. La transition du niveau n au niveau 1 est notée comme la série de Lyman α , la transition au niveau 2 est la série de Balmer H_β , au niveau 3 la série de Paschen, au niveau 4 la série de Brackett.

Si $\Delta n=1$ transition α

Si $\Delta n=2$ transition β

Si $\Delta n=3$ transition γ

Les niveaux excités de l'électron tombent en cascade aux différents états émettant des raies caractéristiques de chaque transition.

A la limite de faible densité et dans un champ de radiation très dilué, seuls ces processus sont tenus en compte. Cependant, les retombées en cascade à partir de ces niveaux élevés d'énergie sont relativement lentes ; d'autres processus (émission stimulée ou transitions collisionnelles) deviennent beaucoup plus importantes. Dans ce cas, seules les raies de recombinaison optiques sont prises en compte.

Pour le calcul des spectres, on estime qu'il y a un équilibre statistique dans chacun des niveaux d'énergie de l'atome, c'est à dire que le taux d'énergie qui entre dans un atome au niveau n est égal au taux d'énergie sortant du même niveau.

L'absorption des raies est considérée comme négligeable pour tous les niveaux $n > 2$ parce qu'il y a une très faible population ayant ces niveaux d'énergie dans les conditions nébulaires.

Les raies d'absorption sont presque toujours importantes dans les raies de Lyman (SR Pottasch, The Planetary nebulae).

La profondeur optique au centre des raies Ly α est de l'ordre de 10^5 et décroît pour les autres raies Lyman. Pour la raie Ly(18) la profondeur optique est supérieure à 10^2 . Ainsi, en principe, il est nécessaire de considérer la transformation de radiations dans chaque raie de Lyman. En pratique, on peut obtenir une approximation adéquate en considérant que chaque raie de niveau d'énergie élevé est absorbée et ensuite réémise en raie de basse énergie (raie de Balmer, Paschen) ou encore en Ly α ou en continuum $2^2S - 1^2S$. Par exemple un photon moyen Ly γ est transformé après quelques petites dispersions relatives en un photon P α (Paschen) et un photon H α ou H β .

V-1-2 Raies interdites

Mécanisme d'émission, raies observées :

Le spectre d'émission d'une NP se caractérise par des raies d'émission intenses superposées à un continuum très faible. Toute l'énergie rayonnée est donc concentrée dans un certain nombre de raies d'émission qui sont, soit des raies de recombinaison, soit des raies interdites provenant de transitions de niveaux métastables. Ainsi les deux raies de N[II] (λ 6548Å et λ 6584Å) sont dues à deux transitions interdites $1D_2 \rightarrow 3P_2$ et $1D_1 \rightarrow 3P_1$

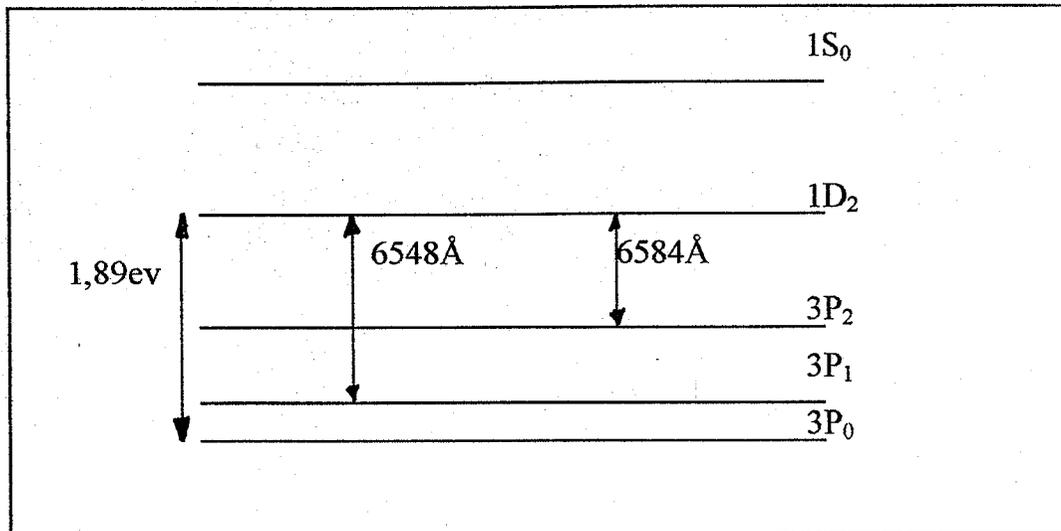


Figure V-1 : Configuration $2p_2$ de l'état fondamental de l'ion N^+

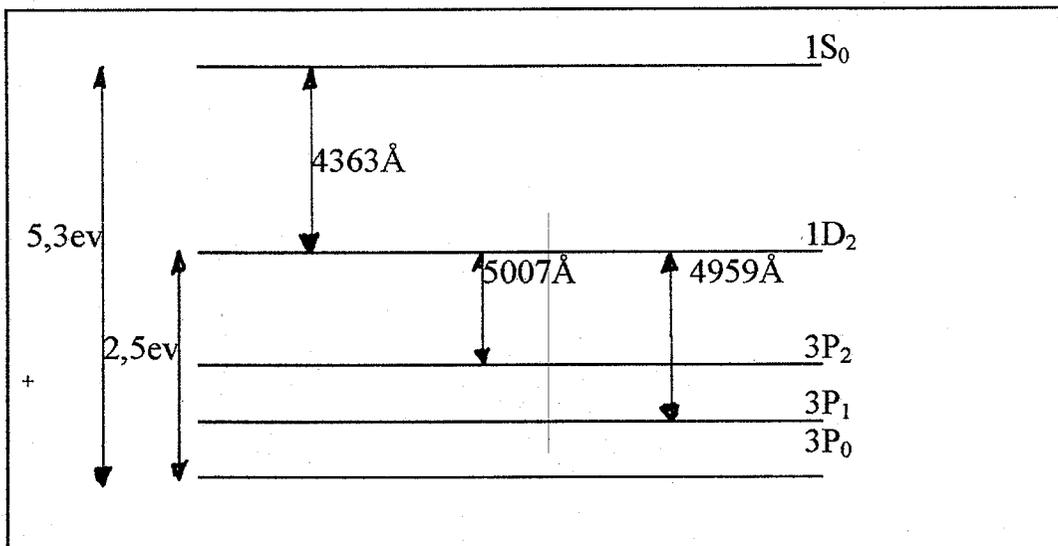


Figure IV-2 : Configuration $2p_2$ de l'état fondamental de l'ion O^+

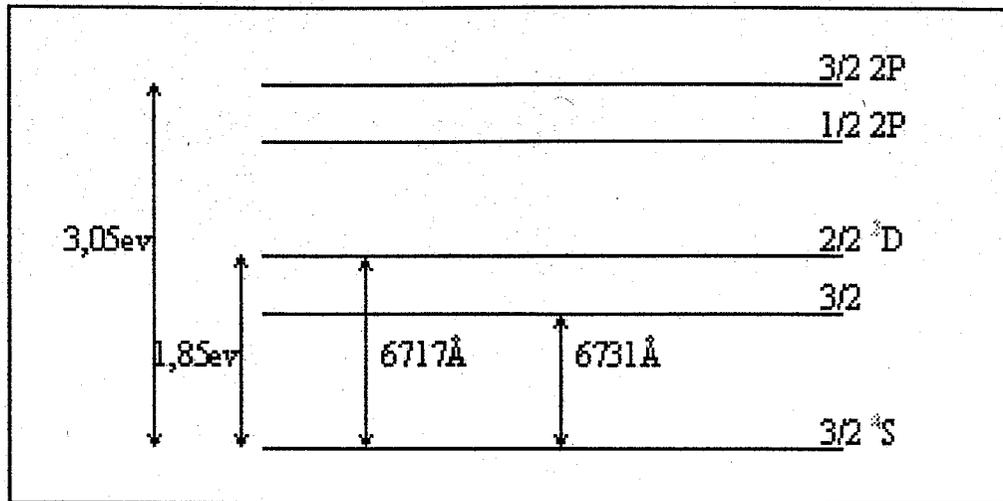


Figure V-3 : Configuration de $3p_3$ de l'état fondamental de l'ion s^+

La figure (V-2) représente la configuration $2P_2$ de l'état fondamental de l'ion O^+ permettant d'interpréter les raies de $O[III]$ (λ 4353 Å, λ 4959 Å et λ 5007 Å).

Ces raies ne satisfont pas aux conditions de transition permises soit $\Delta s=0$, $\Delta L=0$ et $\Delta J=0$

S= Moment cinétique du spin

L = Le moment orbital

J = Moment cinétique total de l'ion

Elles sont en fait rendues possibles que par les conditions de faibles densités existantes aux seins de NP et limitant ainsi les désexcitations collisionnelles des niveaux métastables, ce qui permet la transition métastable vers le niveau fondamental comme c'est indiqué dans

les figures V- 1 ,V-2 et V-3.

Raies interdites	Longueurs d'ondes de transitions (A°)	Transition
[OIII]	4363	1S ₀ → 1D ₂
	4959	1D ₂ → 3P ₁
	5007	1D ₂ → 3P ₂
[OIII]	3729	2D _{3/2} → 4S _{3/2}
	3726	2D _{5/2} → 4S _{3/2}
[NII]	6548	1D ₂ → 3P ₂
	6584	1D ₂ → 3P ₂
[SII]	6717	2D _{5/2} → 4S _{3/2}
	6731	2D _{3/2} → 4S _{3/2}

Tableau V-1 : Raies interdites avec les différentes transitions correspondantes

Raies de recombinaison	Longueur d'onde de transition λ	Transition
Hα	6563A°	3 ² D _{3/2} → 4 ² P _{3/2}
Hβ	4861A°	4 ² D _{3/2} → 2 ² P _{3/2}

Tableau V-2 Raies de recombinaison avec les transition correspondantes

L'émissivité de la transition 2 → 1 peut alors de calculer suivant la relation :

$$I(2-1) = h\nu A_{21} N_2 = h\nu \frac{A_{21}}{A_{21} + q_{21}} N_1 \quad (V-1)$$

Compte tenu de l'état singulier du niveau 2 et la multiplicité du niveau 1, on peut calculer le rapport :

I(2,1)/I(2,1') où 1' désigne la 2^{ème} composante du niveau 1

$$\frac{I(2,1)}{I(2,1')} = \frac{A_{21}}{A_{21'}} \frac{N[\text{II}]\lambda_{6584}}{N[\text{II}]\lambda_{6548}} \quad (\text{V-2})$$

Ce rapport que nous écrirons est indépendante de T_e et de N_e

D'après Mendoza (1983)

il vaut 2,96 soit :

$$A_{21} = 2,99 \cdot 10^{-3} \cdot S^{-1}$$

$$A_{21'} = 1,01 \cdot 10^{-3} \cdot S^{-1}$$

V-2 ETUDE MORPHOLOGIQUE

V-2-1: Rapport de raie

a- Rapport des raies de O[III] :

Les raies de O [III] résultent des transitions interdites faisant survenir les niveaux 3p et 1D de la configuration 2p_2 de l'état fondamental de l'ion O^{++} . (Voir tableau V-1)

Le rapport $\frac{O[III]\lambda_{5007}}{O[III]\lambda_{4959}}$ est calculé à partir des données Mendoza vaut **2,91**.

En effet, les probabilités de transition par émission spontanée sont :

$$A_{21} = 1,96 \cdot 10^{-2} \cdot S^{-1}$$

$$A_{21'} = 6,74 \cdot 10^{-3} \cdot S^{-1}$$

b- Rapport des raies de NII/H α

$$\frac{[NII]\lambda_{6384}}{H_{\alpha}}$$

Ce rapport fait intervenir de nombreux paramètres tels que la température électronique T_e , la densité électronique et l'abondance en ions N^+ . La proximité spectrale des raies H_{α} et [NII] permet de considérer que l'absorption interstellaire est la même, ce qui évite les corrections d'absorption difficiles à déterminer.

La mesure de ce rapport nous permet de déterminer l'abondance de l'azote dans les NP connaissant la température du milieu.

c- Rapport $H\alpha/H\beta$:

Sa mesure permet d'analyser la distribution de poussières à travers de la nébuleuse.

Ce rapport corrigé de l'absorption interstellaire, a une valeur théorique ≈ 3 (Brocklehurst), valeur quasiment indépendante des conditions de température et de densité dans la NP. Par contre la raie $H\beta$ est fortement absorbée par la présence de poussières, ce qui provoque une augmentation de rapport $H\alpha/H\beta$ et qui permet de déterminer l'abondance en poussière.

Tenant compte de l'éloignement spectral de $H\alpha$ et $H\beta$ la correction du rapport est donnée par la relation :

$$H\alpha/H\beta_{\text{corrigé}} = H\alpha/H\beta_{\text{mesuré}} \times 2,512^{-(m_{\alpha} - m_{\beta})} \quad (\text{V-3})$$

ou m_{α} et m_{β} désignent les magnitudes spectrales de l'étoile standard pour les raies $\lambda 6563$ et $\lambda 4861$

d- Rapport des raies de [SII]:

Le rapport $\frac{[SII]_{\lambda 6731}}{[SII]_{\lambda 6717}}$ des raies de [SII] est directement lié à la densité électronique de la

matière nébulaire.

Comme l'indique des travaux de Saraph et Seaton (1970) nous remarquerons l'aspect théorique de ces travaux pour déduire la variation de la densité électronique dans quelques N.P

V-3 : Utilisation d'une étoile standard, intensité relative des raies

Le calibrage de l'échelle des intensités s'effectue à partir d'étoile standard dont la magnitude spectrale ont été déterminées par Stone(1974 et 1977) Stone et Baldwin(1984) avec une erreur inférieure à .2% Sur la figure (V-4) nous avons un exemple pour l'étoile Hiltner 600 ; également celles des étoiles EG274 et LTT 3864 sont rappelées sur le tableau V-3

Raies	λ [Å]	Hiltner 600	EG 274	LTT 3864
H α	6563	10.49	11.43	1.98
H β	4861	10.45	10.90	12.29
[OIII]	4959	10.45	10.90	2.27
[OIII]	5007	10.45	10.90	12.27
[NII]	6584	10.49	11.42	1.98
[NII]	6717	10.50	11.44	11.98
[SII]	6717	10.50	11.	1198
[SII]	6731	10.50	11.44	11.98

Tableau V-3 Magnitude spectrale des étoiles standards

(Hiltner 600 , EG 274 , LTT 3864)

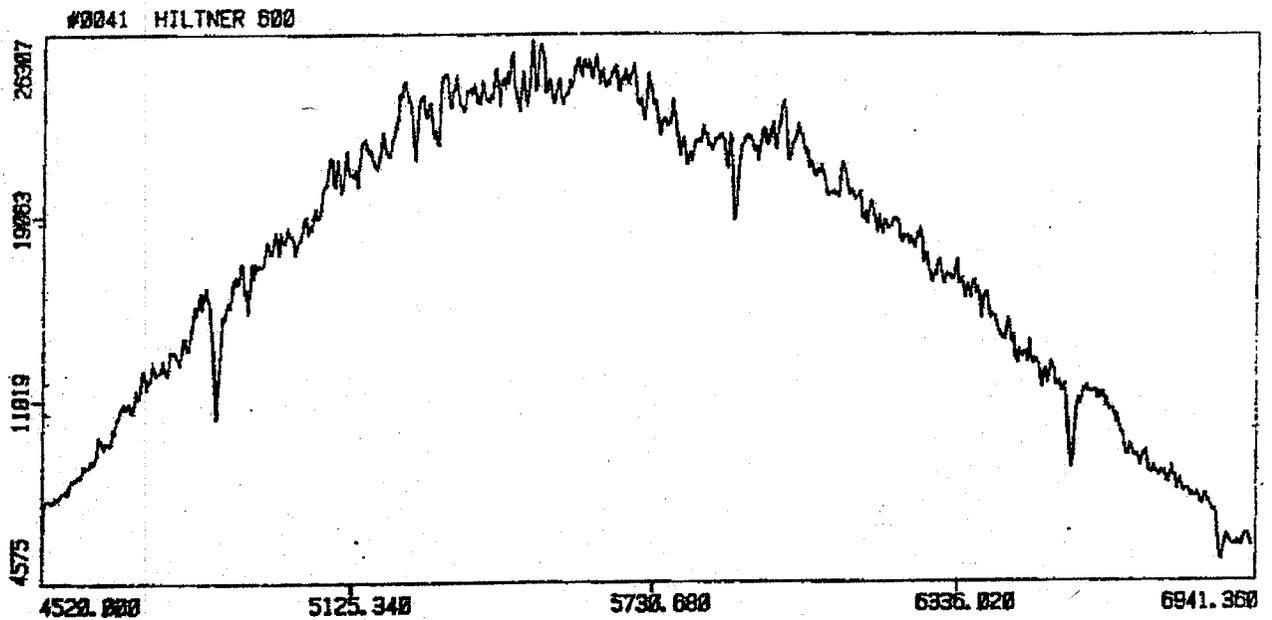


Figure V-4 : Spectre de l'étoile standard Hiltner 600

V-4 DETERMINATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

V-5-1 Méthode de calcul de la densité électronique à partir des raies de [SII] :

La configuration 3 p de l'état fondamental de l'ion S^+ présentée à la figure V-1 met en évidence l'existence des raies $[SII]\lambda 6717$ et $[SII]\lambda 6731$. Ces raies présentes dans un spectre de N.P. sont utilisées afin de déterminer la densité électronique de la matière nébulaire ; en effet, les travaux de Saraph et Seaton (1970) montrent que l'émissivité dans ces 2 raies sont données par les relations :

$$\begin{aligned} J(6717) &= N(S^+) K(6717) e^{-E/KT_e} \\ J(6731) &= N(S^+) K(6731) e^{-E/KT_e} \end{aligned} \quad (V-4)$$

dans lesquelles J représente l'émissivité en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{stéradian}^{-1}$. $N(S^+)$ désigne la densité en cm^{-3} des ions S^+ , E est l'énergie d'excitation du niveau 2D de l'ion S^+ c'est-à-dire 1,85 eV. $K(6717)$ et $K(6731)$ sont des fonctions tabulées par Saraph et Seaton (1970); elles sont présentées dans

le tableau II de leur article ; elles dépendent de la température électronique T_e et de la densité électronique N_e .

Néanmoins, on notera que la dépendance avec la température est faible.

La figure V-5a représente les variations de ces 2 fonctions avec la densité électronique, la température électronique a été fixée à 10^4 K.

Nous constatons que pour des densités électroniques faibles ($N_e < 10^3 \text{cm}^{-3}$), K est proportionnel à N_e mais lorsque la densité électronique est importante ($N_e > 10^5 \text{cm}^{-3}$), K est indépendant de N_e . Il résulte que dans un domaine étendu de densité électronique, le rapport de raie

$R = J(6717)/J(6731) = K(6717)/K(6731)$ dépend de la densité électronique. Cette dépendance est présentée sur la figure V-5a, la courbe en trait plein est obtenue à partir des résultats présentés dans le tableau III de l'article de Saraph et Seaton (1970). De nouveaux calculs des forces de collision $\Omega(i, j)$, quantités intervenant dans les probabilités de transition entre les niveaux i, j ont été réalisés par Pradhan (1976) et ont permis le tracé d'une courbe plus précise. Cette courbe est présentée en pointillés à la figure V-5a. Les densités électroniques que nous avons calculées l'ont été partir de cette dernière courbe. La température électronique a été fixée à 10^4 K, ce qui correspond à la valeur effectivement constatée pour NGC 3132 puisque Torrès-Peimbert et

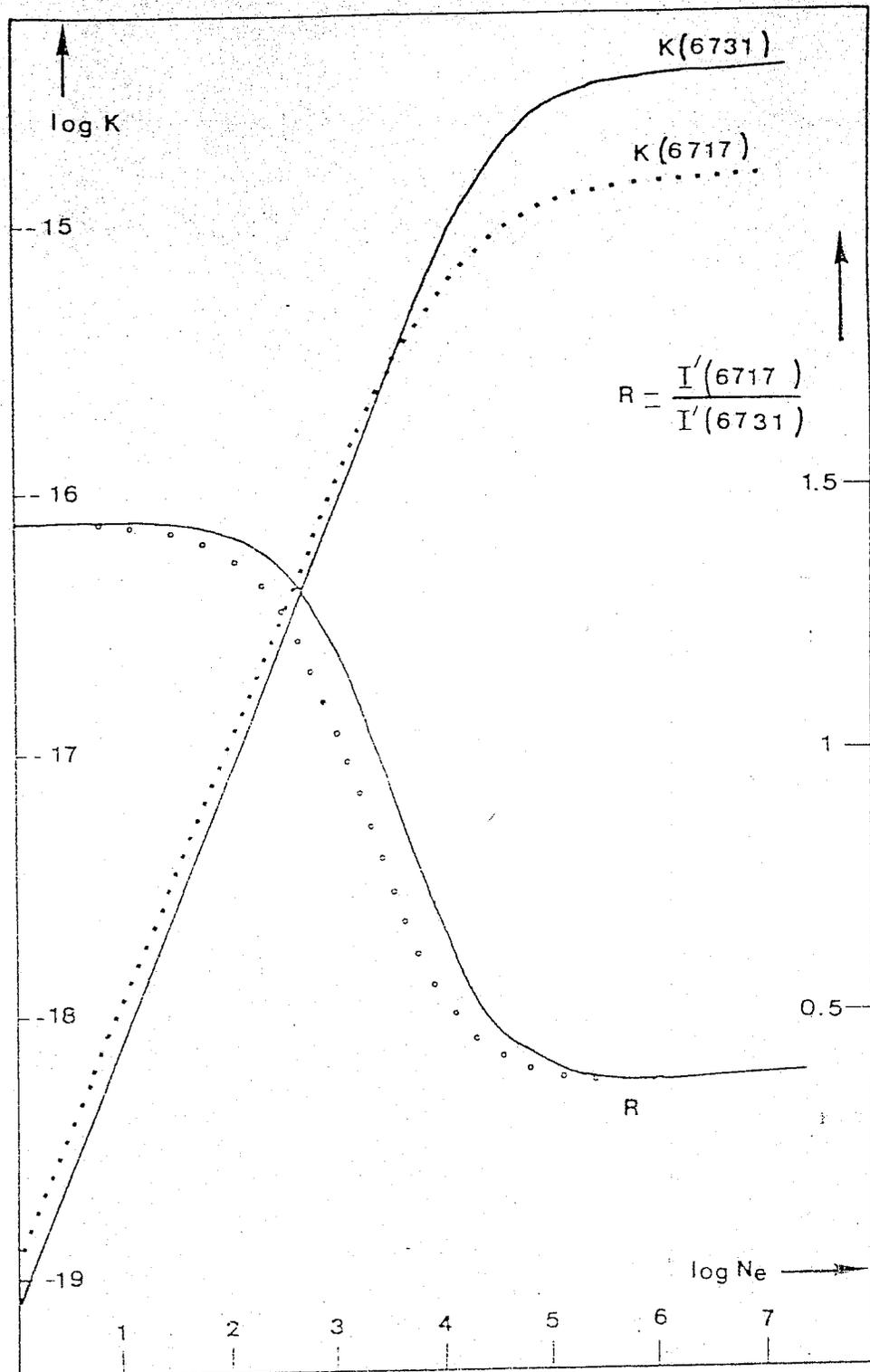


Figure V- 5a : Variation des fonctions $K(6717)$, $K(6731)$ et du rapport R d'intensité des raies de S(II) en fonction de la densité électronique ; pour une température électronique de 10^4 (tiré de la thèse de L. Deharveng .1980)

Peimbert (1977) indiquent une température de 9500 K, valeur que l'on retrouve dans Planetary Nebulae de Pottasch (1984). La température électronique indiquée sur NGC 2818 est voisine de 12 500 K (Torres-Peimbert et Peimbert, 1977). Pottasch (1984) donne une valeur de 14000 K;

Néanmoins, cet écart avec la valeur 10^4 K n'aura pas d'incidence sur la précision de la mesure. En effet, comme le fait remarquer Deharveng (1980), le rapport d'intensité des raies de [SII] est pratiquement indépendant de la température électronique avec un écart sur $\log N_e$ inférieur à 0,1 pour $\Delta T_e = \pm 4000$ K.

Les valeurs de la densité électronique seront données avec une erreur supérieure à 30 % ainsi qu'il est indiqué sur la figure V-5a.

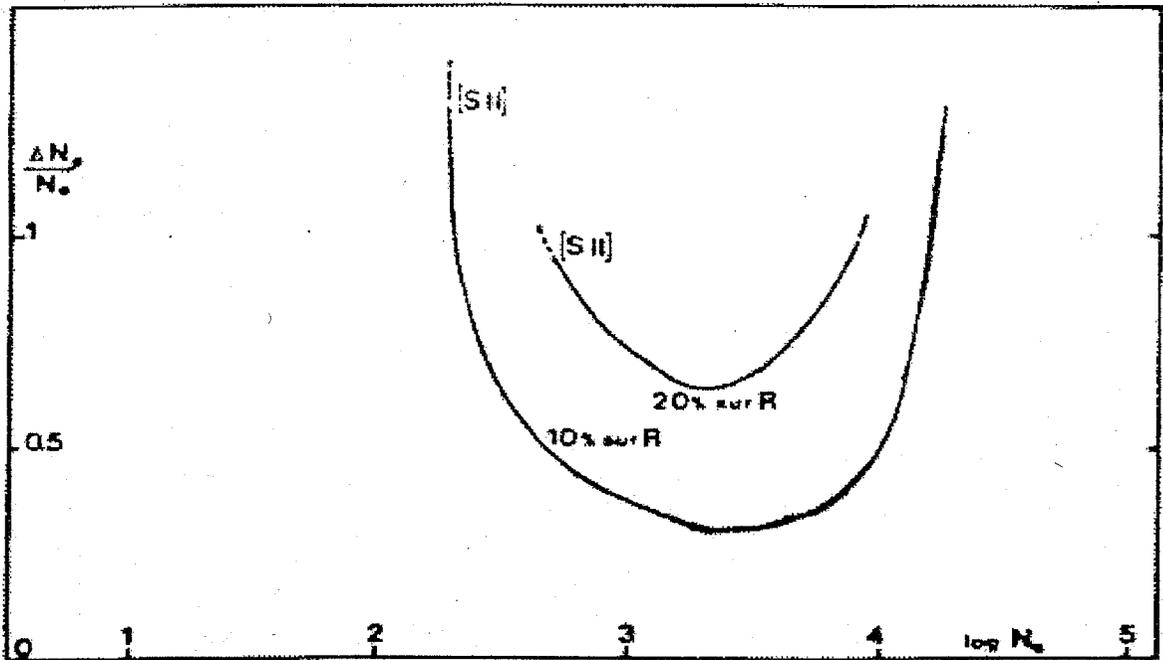


Figure V- 5b : Précision relative $\Delta N_e/N_e$ correspondant à une précision de 10 % (20 %) sur le rapport R d'intensité des raies du soufre. (Tiré de la thèse de L. Deharveng, 1980).

V-5-1 : Application aux nébuleuses NGC 2818, H₂-130, NGC 3132***NGC 2818**

La densité électronique a été déterminée le long de la direction N-S ; les résultats sont présentés dans le tableau V-4.

La précision calculée à partir des données de la figure V-5a est voisine de 40 %. Le profil de densité est représenté à la figure V-6.

$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	$\frac{I(SII6717)}{I(EG274)} \times 10^4$	$\frac{I(SII6731)}{I(EG274)} \times 10^4$	Rapport des raies $\frac{I(6717)}{I(6731)}$	Densité électronique en cm^{-3}
0"	0"	2336±96	1979±80	1,17±0,09	595±238
0"	+ 4"	2438±99	2159±28	1,13±0,09	728±291
0"	+ 8"	780±33	663±28	1,17±0,09	595±238
0"	+ 12"	-	-	-	-
0"	- 4"	809 ±36	728±30	1,11±0,09	749 ±301
0"	- 8"	1463± 60	1368±56	1,08±0,08	891±356
0"	-12 "	810±34	692±30	1,17±0,09	595±238
0"	- 16"	-	-	-	-
0"	- 20"	-	-	-	-

**Tableau V- 4 : Densité électronique calculée à partir des raies de [SII] suivant la direction N-S
De la nébuleuse NGC 2818**

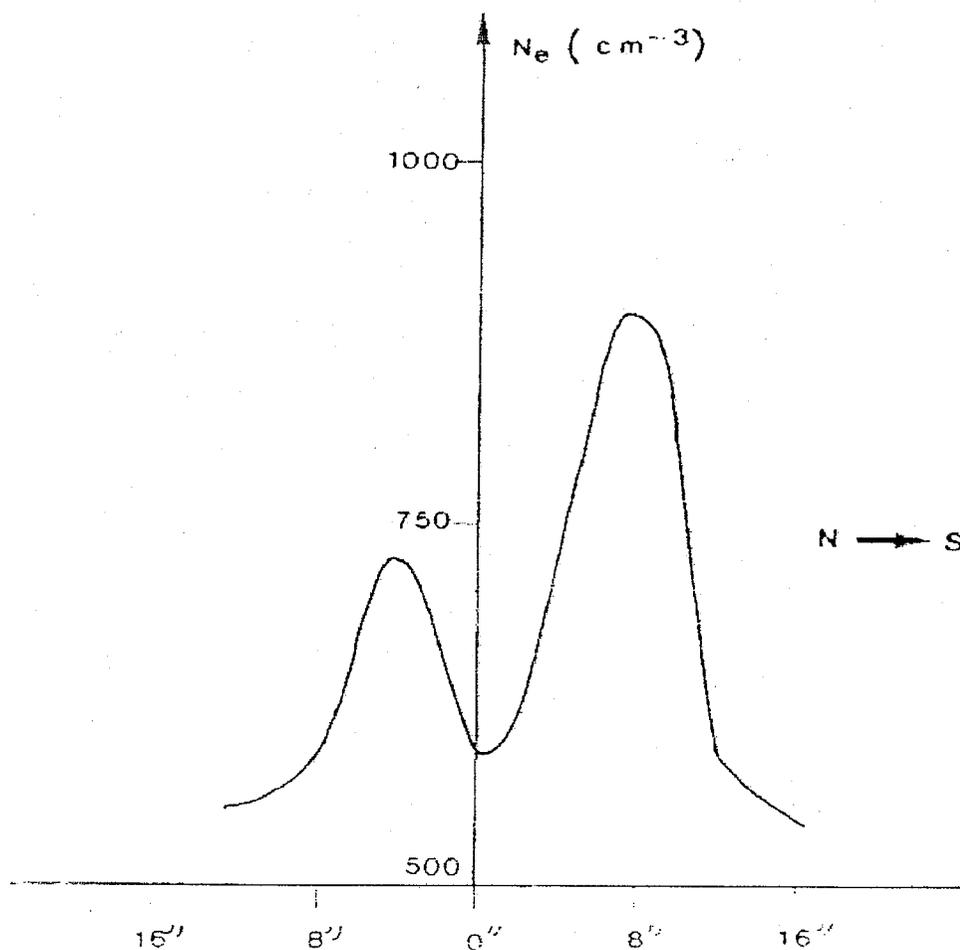


Figure V-6 : Variation de la densité électronique à partir de la raie SII de NGC 2818

Ce profil est dissymétrique ; le creux au centre est nettement marqué, il correspond à une densité électronique voisine de 600 cm^{-3} . De façon générale, la densité électronique n'excède pas 900 cm^{-3} . Ces résultats confirment ceux obtenus par Torrès-Peimbert et Peimbert (1977), en effet, la valeur déterminée à partir de la raie H_β donnée par ces auteurs est 1000 cm^{-3} . Pottasch (1984) indique une valeur de 800 cm^{-3} .

* H_e 2-130

La densité électronique a été calculée le long de la direction W-E. Le tableau V-5 présente l'ensemble des résultats. La précision, compte-tenu de la figure V-5a, est de l'ordre de 40 %.

Le profil de densité est représenté à la figure V-7. La partie "West" de ce profil est assez mal déterminée, néanmoins un creux au centre ($N_e = 600 \text{ cm}^{-3}$) est nettement visible ainsi que la photographie en H_α présentée dans la première partie l'indiquait.

De façon générale, la densité électronique varie à partir du centre jusqu'à une valeur voisine de 1200 cm^{-3}

$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	$\frac{I(\text{SII}6717)}{I(\text{EG}274)} \times 10^4$	$\frac{I(\text{SII}6731)}{I(\text{EG}274)} \times 10^4$	Rapport des raies $R = \frac{I(6717)}{I(6731)}$	Densité électronique $N_e \text{ en cm}^{-3}$
0"	0"	1392±56	722±29	1,93±0,15	-
- 4"	0"	2366±95	2204±89	1,07±0,08	891±356
- 8"	0"	2840±113	2850±114	0,99±0,08	1188±475
- 12"	0"	937±39	801 ±35	1,17±0,09	595±238
-16"	0"	-	-	-	-
+ 4"	0"	1182± 47	809±35	1,46±0,12	-
+ 8 "	0"	2672±107	2282±91	1,17±0,09	595±238
+ 12"	0"	1637 ±68	1418 ±58	1,15 ±0,09	631 ±252
+ 16"	0"	177 ±10	203 ±10	0,87±0,07	1938 ±775
+ 20"	0"	-	-	-	-

Tableau V-5 : Densité électronique calculée à partir des raies de [SII] suivant la direction W-E de la nébuleuse H₂-130 [Les positions sont repérées par rapport aux coordonnées α_0 (1950) et δ_0 (1950)]

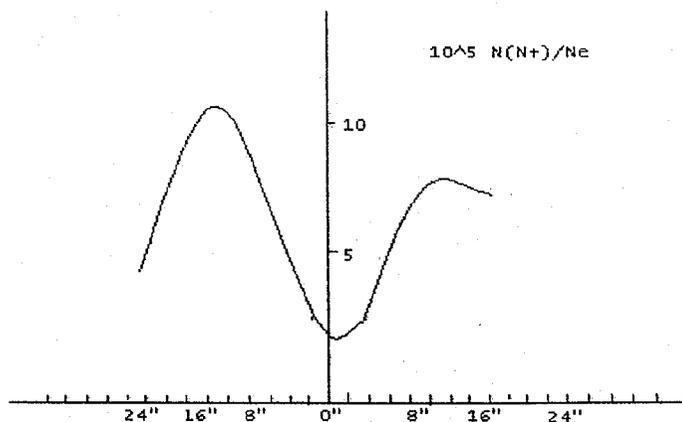


Figure V-7 -variation de la densité électronique le long de la direction W-E de la nébuleuse H₂-130

*NGC 3132

Le calcul de la densité électronique a été réalisé le long des directions N-S et W-E.

Le tableau V-6 présente l'ensemble des résultats obtenus. La précision de mesure est comprise suivant la valeur de N_e entre 30 % et 40 %.

Le profil de densité le long de la direction W-E (Figure V-8) est dissymétrique, le creux au centre ($N_e = 600 \text{ cm}^{-3}$) est bien visible, la densité électronique n'excède pas 1800 cm^{-3} .

Le profil de densité calculé le long de la direction N-S (Figure V-7) est également dissymétrique. La densité électronique au centre vaut 300 cm^{-3} , ce qui est compatible avec la valeur de 400 cm^{-3} donnée dans l'article de Sahu et Desai (1986). De manière générale, la densité électronique n'excède pas 1300 cm^{-3} valeur compatible avec les travaux de Torrès-Peimbert et Peimbert (1977).

Ceux-ci donnent pour cette nébuleuse une densité électronique moyenne de 1000 cm^{-3} ; ce qui compte-tenu d'une erreur supérieure à 30 % coïncide avec nos résultats. Pottasch (1984) indique une valeur de l'ordre de 1000 cm^{-3} .

$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	$\frac{I(SII6717)}{I(LTT3864)} \times 10^4$	$\frac{I(SII6731)}{I(LTT3864)} \times 10^4$	Rapport des raies $R = \frac{I(6717)}{I(6731)}$	Densité électronique en cm^{-3}
0"	0"	-	-	-	-
0"	+ 4"	3859±157	1827±77	2,11±0,16	-
0"	+ 8"	5094±207	4073±163	1,25±0,10	398±160
0"	+ 12"	6495±263	5419 ±219	1,19±0,09	530±212
0"	+ 16"	10687±431	10292 ±419	1,04±0,08	1000±400
0"	+ 20"	3780± 153	3232±134	1,17±0,09	595 ±238
0"	+ 24"	1635±69	1034±43	1,58±0,12	-
0"	+ 28"	689 ±29	328 ±17	2,10 ±0,17	-
0"	+ 32"	-	-	-	-
0"	+ 36"	-	-	-	-
0"	+ 40"	-	-	-	-
0"	- 4"	4373±183	3303 ±137	1,32±0,10	251±100
0"	- 8"	6586±267	6525 ±268	1,01±0,08	1188 ±475
0"	- 12"	8008±321	7970±323	1,00±0,08	1259 ±503
0"	- 16"	4931±199	4352±177	1,13±0,09	728±281
0"	- 20"	1604 ±68	1179 ±51	1,36 ±0,11	158 ±63
0"	- 28"	-	-	-	-

Tableau-V-6 : Densité électronique calculée à partir du rapport des raies de [SII] suivant la direction N-S de la nébuleuse NGC 3132 [Les positions sont repérées par rapport aux coordonnées α_0 (1950) et δ_0 (1950)]

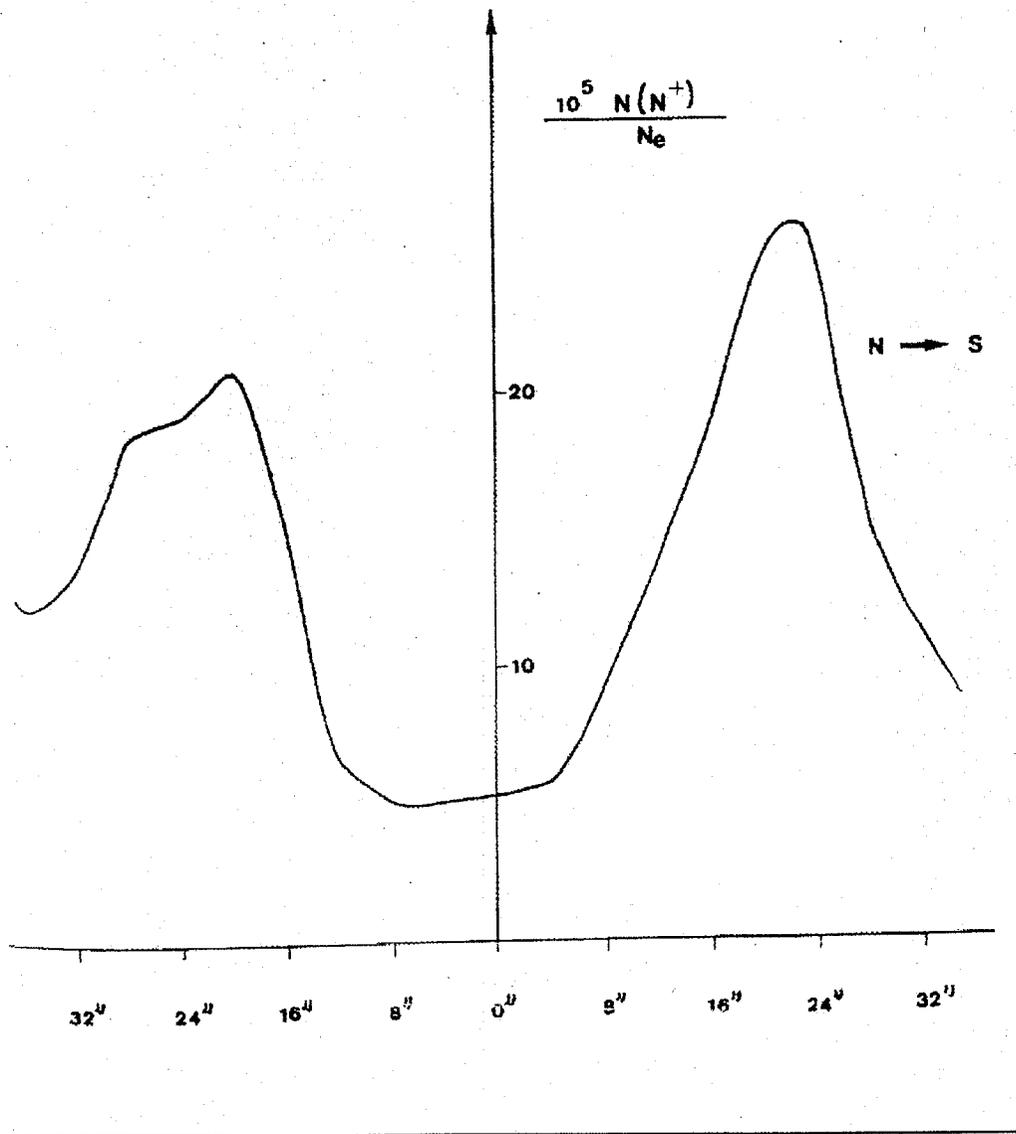


Figure V-8 Variation de la densité électronique suivant la direction N-S de NGC 3132

$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	$\frac{I(6717)}{T3864} \times 10^4$	$\frac{(SII6731)}{LTT3864} \times 10^4$	Rapport des raies $R = \frac{I(6717)}{I(6731)}$	Densité électronique N_e en cm^{-3}
0"	0"	448±21	382±16	1,17±0,09	595±238
+ 4"	0"	3021±124	3418±141	0,88±0,07	1578±622
+ 8"	0"	11068±451	1282±486	0,92±0,07	1540±539
+ 12"	0"	3837±163	3966 ±167	0,97±0,07	1295±479
+ 16"	0"	2565±107	2943 ±118	0,87±0,07	1938±581
- 4"	0"	789± 289	6597±267	1,07±0,08	891 ±356
- 8"	0"	14939±603	15736±631	0,95±0,07	1412±536
- 12"	0"	6129 ±247	5993 ±242	1,02 ±0,1708	1059±402
-16"	0"	3808±156	1464±61	2,60±0,21	-
- 20"	0"	2008±82	491±23	4,09±0,33	-

Tableau V-7: Densité électronique calculée à partir des raies de [SII] suivant la direction W-E de la nébuleuse NGC 3132 [Les positions sont repérées par rapport aux coordonnées α_0 (1950) et δ_0 (1950)]

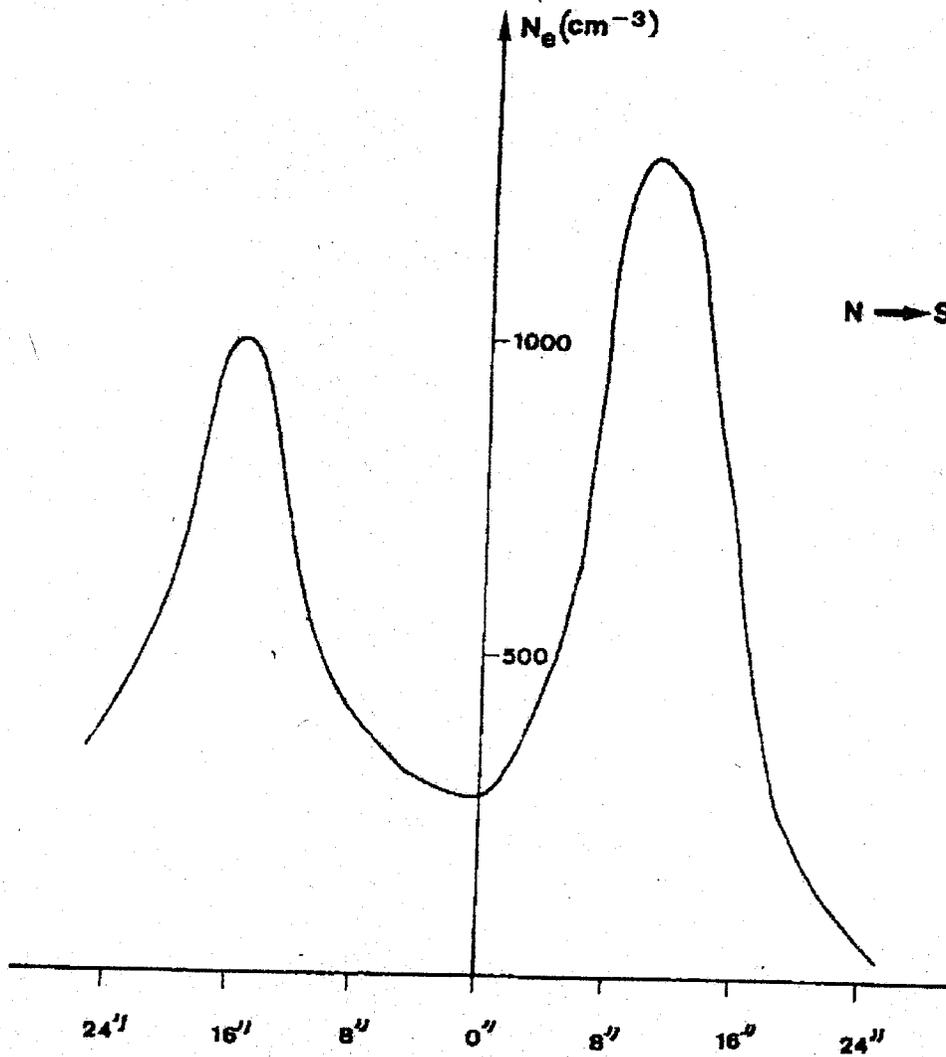


Figure V-9 : Variation de la densité électronique suivant la direction W-E de NGC 3132

V-6 : Abondance Relative des éléments

V-6-1 Méthode de détermination

La détermination de l'abondance en éléments plus lourds que l'hydrogène que l'on trouve à l'intérieur d'une N.P. est essentielle à une meilleure compréhension des processus lui ayant donné naissance. En effet, ces éléments comme l'azote (N), l'oxygène (O), le carbone (C) ont été injectés dans l'enveloppe d'hydrogène de l'étoile progéniteur lorsque cette dernière se trouvait sur la branche asymptotique des géantes (phase AGB), juste avant l'éjection de la N.P. Cette étude permet de relier l'abondance de certains éléments comme l'azote et l'hélium (He), la masse du progéniteur et la morphologie de la NP (Peimbert, 1978; Peimbert et Torrès-Peimbert, 1983) ; nous présenterons quelques aspects de cette étude avec NGC 2818, H_e 2-130, NGC 2346, NGC 3132.

V-6-2 Abondance relative de l'azote

Nous calculerons uniquement l'abondance relative de l'azote, à partir des observations réalisées avec l'I.D.S. . Ce calcul nécessite la connaissance de l'intensité des raies de He et [NII] λ 6584; en effet, l'intensité de la raie H _{α} peut être calculée à partir de la formule (V-5) :

$$I(H_{\alpha}) = 3,20 \cdot 10^{-21} N_e^2 T_e^{-1} \quad (V-5)$$

dans laquelle N_e désigne la densité électronique et T_e représente la température électronique de la nébuleuse.

Cette formule a été obtenue par Pottasch à l'aide d'une méthode approchée dont le principe est donné dans la thèse de Louise (1970). De même, on peut calculer l'intensité de la raie [NII] λ 6584 à partir de la formule (V-6) extraite de la thèse de Louise :

$$I(6584) = 5.15 \cdot 10^{-18} \cdot 10^{-95/10-4 T_e} T_e^{-1/2} N_e N(N^+) \quad (V-6)$$

Dans laquelle $N(N^+)$ désigne le nombre d'ions N^+ par cm^3 .

L'abondance relative des ions N^+ par rapport aux ions H^+ est alors donnée par la formule IV-7 :

$$X = \frac{N(N^+)}{N_e} = \frac{6.21 \cdot 10^{-4} T_e^{-1/2} \cdot 10^{-095/10-4 T_e} I(6584)}{I(H_{\alpha})} \quad (V-7)$$

compte tenu de la relation $N = N(H^+)$

L'abondance relative de l'azote par rapport à l'hydrogène sera alors déterminée à partir de la relation tirée de l'article de Torrès-Peimbert et Peimbert (1977) :

$$\frac{N(N)}{N(H)} = \frac{N(N^+)}{N(H^+)} \cdot \frac{N(O)}{N(O^+)} \quad (V-8)$$

dans laquelle $N(O)$, $N(O^+)$ désignent respectivement le nombre d'atomes d'oxygène et d'ions O^+ par cm. Néanmoins, ce calcul reste approximatif.

V-6-3 Application aux nébuleuses NGC 2818, H_e 2-130, NGC 2346, NGC 3132 :

*NGC 2818

Compte tenu d'une température électronique voisine de 14 000 K (Pottasch, 1984) l'abondance relative des ions N^+ par rapport aux ions H^+ est calculée à partir de la formule :

$$x = \frac{N(N^+)}{N(Ne)} 2.4994 \cdot 10^{-5} \frac{I(6584)}{I(H\alpha)} \quad (V-9)$$

Les résultats sont donnés dans le tableau V-8 et la variation de x suivant la direction N-S est représentée sur la figure V-10

La valeur moyenne $\langle \frac{N(N^+)}{N_e} \rangle$ vaut $5,38 \cdot 10^{-5}$ ce qui est compatible avec les résultats donnés

dans l'article de Pottasch et al (1986).

On peut, en utilisant la méthode décrite précédemment, estimer l'abondance relative de l'azote; en effet, le tableau II de l'article de Torrès-Peimbert et Peimbert (1977) donne :

$$N(O^+) = 6,76 \cdot 10^{-5}$$

$$N(O) > 2,13 \cdot 10^{-4}$$

Ceci entraîne $\langle \frac{N(N)}{N(H)} \rangle > 1.70 \cdot 10^{-4}$ et donc $\log N(N) > 8,23$

Cette valeur est double de la valeur $0,9 \cdot 10^{-4}$ considérée comme valeur moyenne (Pottasch et Al).

L'abondance relative de l'azote peut être également calculée partir de la relation

$$\left\langle \frac{N(N)}{N(H)} \right\rangle = \left\langle \frac{N(N^+)}{N(H^+)} \right\rangle + \left\langle \frac{N(N^{2+})}{N(H^+)} \right\rangle \quad (V-10)$$

faisant intervenir les états d'oxydation possibles de l'atome d'azote.

Compte tenu de l'égalité $\frac{N(N^{2+})}{N(N^+)} \cdot \frac{N(O^{2+})}{N(O^+)}$ généralement vérifiée (Pottasch et al, 1986) ; on

peut estimer le rapport à 2,130 d'après les valeurs données dans l'article de Torrès-Peimbert et Peimbert (1977).

Ceci donne $\left\langle \frac{N(N)}{N(H)} \right\rangle = 1,68 \cdot 10^{-4}$ résultat compatible avec la valeur trouvée précédemment.

$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	$\frac{I(H_\alpha)}{I(EG274)} \times 10^4$	$\frac{I(NII6548)}{I(EG274)} \times 10^4$	Rapport des raies $\frac{I(6584)}{I(H_\alpha)}$	Densité électronique N_e en cm^{-3} $x = \frac{N(N^+)}{N_e}$
0''	0''	13369±5034	21291±850	1,59	3,98.10-5
0''	+ 4''	11404±456	26654±1032	2,33	5,84.10-5
0''	+ 8''	358±122	9463±378	3,09	7,73.10-5
0''	+ 12''	435±20	1487 ±60	3,42	8,54.10-5
0''	- 4''	7878±307	7256±290	0,92	2,30.10-5
0''	- 8''	890±325	15561±622	1,92	4,80.10-5
0''	- 12''	2883±116	7217±289	2,50	6,25.10-5
0''	- 16''	664±27	966 ±40	1,45	3,63.10-5

Tableau V-8: Calcul de l'abondance de l'ion N^+ à partir du rapport $\frac{I(6584)}{I(H_\alpha)}$ suivant la direction N-S de la nébuleuse NGC 2818

NGC 2818 est considérée de type I par Peimbert et Torrès-Peimbert (1983), elle est surabondante en hélium et en azote comme nous venons de le vérifier. La quantité $\frac{N(H_e)}{N(H)}$ vaut 0,143. en effet 0,143, ce qui est supérieur à la valeur 0,125 généralement admise comme limite des N.P. de type I.

D'ailleurs nous trouvons $\log \frac{N(N)}{N(O)} = -0,09$; ce qui est compatible avec la valeur -0,06 donnée dans l'article de Peimbert et Torrès-Peimbert (1983). Cette valeur appartient nettement au domaine $\log \frac{N(N)}{N(O)} \geq -0,3$ caractéristique des N.P. de type I.

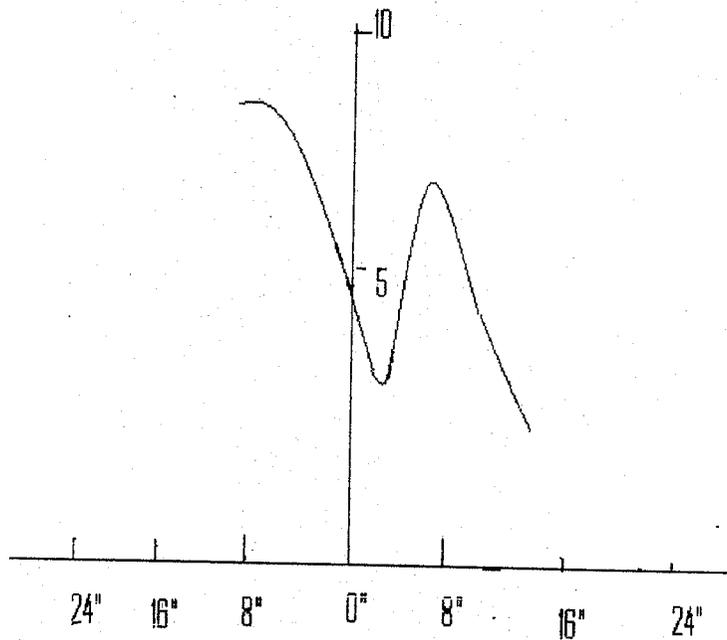


Figure V -10: Variation de la quantité $\frac{N(N^+)}{N_e}$ suivant la direction N-S de la nébuleuse NGC 2818

$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	$\frac{I(H_{\alpha})}{I(EG274)} \cdot 10^4$	$\frac{I(NII)}{I(EG274)} \cdot 10^4$	$\frac{I(6584)}{I(H_{\alpha})}$	Abondance $N=N(N^+)/Ne$
0"	0"	13369±534	21291±850	1,59	3,98.10-5
0"	+4"	11404±456	26654±1032	2,33	5,84.10-5
0"	+8"	3058±122	9463±378	3,09	7,73.10-5
0"	+12"	435±20	1487±60	3,42	8,54.10-5
0"	-4"	7878±307	7256±290	0,92	2,30.10-5
0"	-8"	8090±325	15561±622	1,92	4,80.10-5
0"	-12"	2883±116	7217±289	2,50	6,25.10-5
0"	-16"	664±27	966±40	1,45	3,65.10-5

Tableau V-9 : Calcul de l'abondance de l'ion N^+ à partir du rapport $I(6584)/I(H\alpha)$ suivant a direction N-S de NG 2818

Peimbert (1978) relie ce type I aux nébuleuses de type B de Greig (1971); la bipolarité de NGC 2818 ne fait en effet aucun doute ainsi que nous l'avons constaté dans l'étude morphologique; de même, nous y avons noté l'aspect filamentaire de la nébuleuse. Peimbert et Torrès-Peimbert (1983) indiquent que la masse du progéniteur, compte tenu de l'abondance relative de l'azote, ne peut être inférieure à $2.4 M_{\odot}$ (Masse solaire). et expliquent cet aspect filamentaire comme le résultat de l'onde de choc engendrée par l'éjection de matière de plus grande densité dans un milieu de plus faible densité créé au début de l'éjection.

*H_e 2-130

L'abondance relative des ions N⁺ par rapport aux ions H⁺ a été calculée à partir de la formule V-11

$$x = \frac{N(N^+)}{N_e} = 2.9254 \cdot 10^{-5} \frac{I(6584)}{I(H\alpha)} \quad (V-11)$$

Les résultats sont donnés dans le tableau V-10, la figure V-11 en représente la variation suivant la direction W-E. La valeur moyenne $\langle \frac{N(N^+)}{N_e} \rangle$ vaut $6,11 \cdot 10^{-5}$, ce qui est compatible avec les travaux de Torrès-Peimbert et Peimbert (1977).

On remarquera dans le tableau V-4 que le rapport $\frac{I(6584)}{I(H\alpha)}$ atteint la valeur 3, ce qui classe cette nébuleuse dans le type I (Peimbert, 1978). La bipolarité de H_e 2-130 est à noter, ainsi que l'aspect filamentaire; cette nébuleuse en effet, est considérée de type BT.

$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	$\frac{I(H_\alpha)}{I(EG274)} \times 10^4$	$\frac{I(NII\ 6548)}{I(EG274)} \times 10^4$	Rapport des Raies $\frac{I(6584)}{I(H_\alpha)}$	Densité électronique N_e en cm^{-3} $x = \frac{N(N^+)}{N_e}$
0"	0"	14457±578	12380±495	0,85	2,51.10-5
- 4"	0"	19517±781	31190±1247	1,60	4,70.10-5
- 8"	0"	14864±594	36861±1554	2,48	7,25.10-5
- 12"	0"	4433±177	11868 ±475	2,77	7,83.10-5
- 16"	0"	1178±47	2774±111	2,35	6,88.10-5
+ 4"	0"	12973±519	10126±405	0,78	2,28.10-5
+ 8"	0"	13934±557	30773±1271	2,21	6,46.10-5
+ 12"	0"	5696±228	19664 ±786	3,45	10,10.10-5
+ 16"	0"	957±39	2762±110	2,88	8,44.10-5
+ 20"	0"	164±18	260 ±11	1,58	4,63.10-5

Tableau V-10 : Calcul de l'abondance de l'ion N^+ à partir du rapport $\frac{I(6584)}{I(H_\alpha)}$ suivant

la direction W-E de la nébuleuse H₂-130

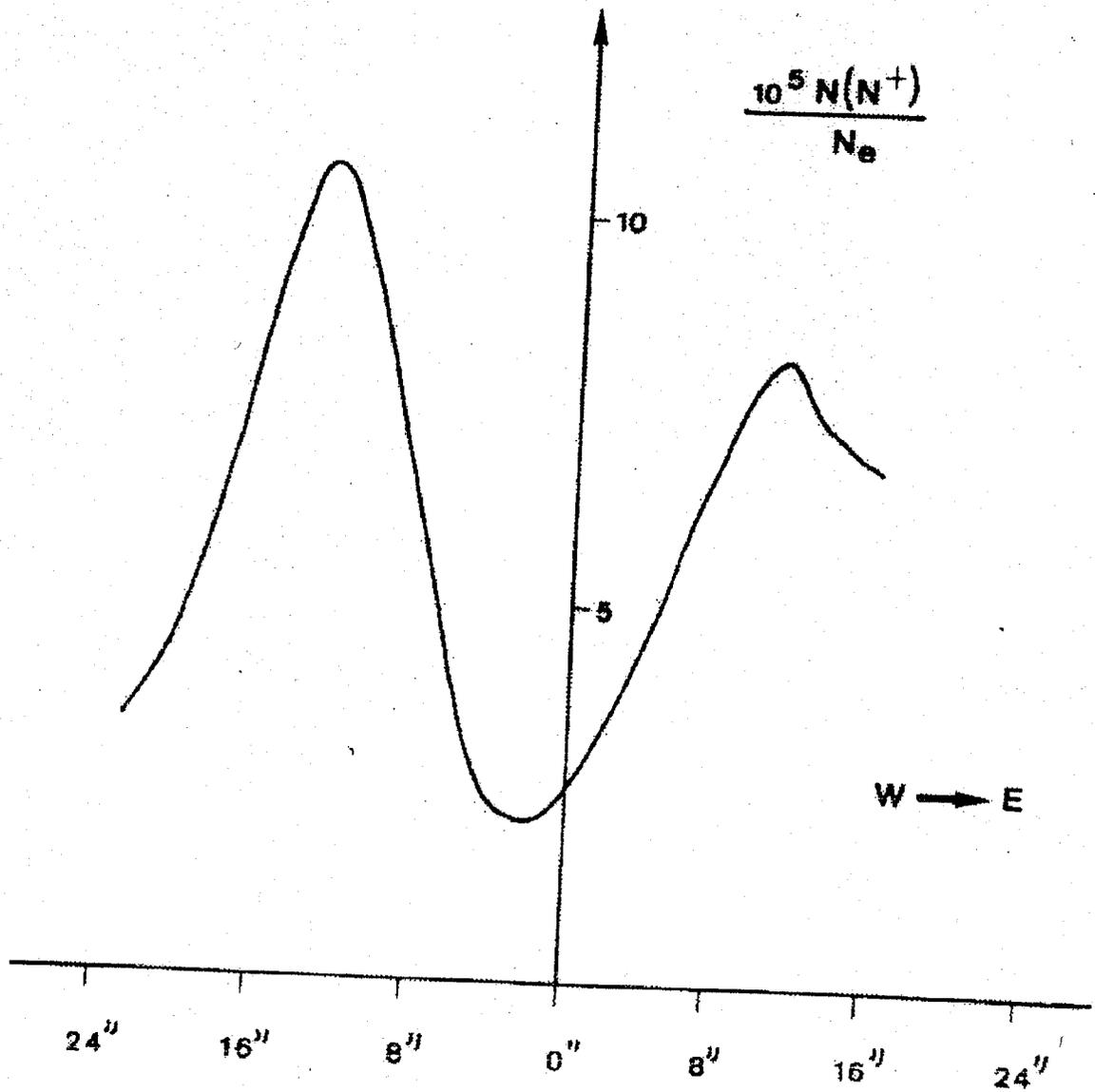


Figure V- 11 : Variation de la quantité $\frac{I(6584)}{I(H\alpha)}$ suivant la direction W-E de la nébuleuse He 2-130

***NGC 2346**

La température électronique de cette nébuleuse est voisine de 13000K (Pottasch, 1984) ; l'abondance relative des N^+ par rapport aux ions H^+ est alors donnée par la formule V-12 :

$$x = \frac{N(N^+)}{N_e} = 2,9254 \cdot 10^{-5} \frac{I(6584)}{I(H_\alpha)} \quad (V-12)$$

Nous avons présenté les résultats dans le tableau leur variation suivant la direction W-E est donnée sur la figure V-12

La valeur moyenne $\langle \frac{N(N^+)}{N_e} \rangle$ vaut $5,22 \cdot 10^{-5}$; NGC 2346 est considéré de type I car riche en azote ainsi que l'indiquent les travaux de Peimbert et Torrès-Peimbert (1983) qui donnent $\log \frac{N(N)}{N(O)} = -0,37$ et $\frac{N(H_e)}{N(H)} = 0,130$ pour l'abondance en azote et en hélium.

NGC 2346 est de type BI dans la classification de Greig (1971) et est considérée de masse relativement élevée (Peimbert et Torrès-Peimbert, 1983).

$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	$\frac{I(H_\alpha)}{I(Hiltner600)} \times 10^4$	$\frac{I(NII6548)}{I(Hiltner)} \times 10^4$	Rapport des raies $\frac{I(6584)}{I(H_\alpha)}$	Densité électronique N_e en cm^{-3} $x = \frac{N(N^+)}{N_e}$
0"	0"	4300±172	4003±160	0,931	$2,72 \cdot 10^3$
- 4"	0"	4408±176	10119±405	2,29	$6,71 \cdot 10^3$
- 8"	0"	469±20	1512±44	2,28	$6,61 \cdot 10^3$
- 12"	0"	48±04	50 ±04	1,04	$3,04 \cdot 10^3$
+ 4 "	0"	4170±168	8312±334	1,99	$5,83 \cdot 10^3$
+ 8"	0"	192±09	417±18	2,17	$6,35 \cdot 10^3$

Tableau V-11 : Calcul de l'abondance de l'ion N^+ à partir du rapport $\frac{I(6584)}{I(H_\alpha)}$ suivant la direction W-E de la nébuleuse NGC 2346.

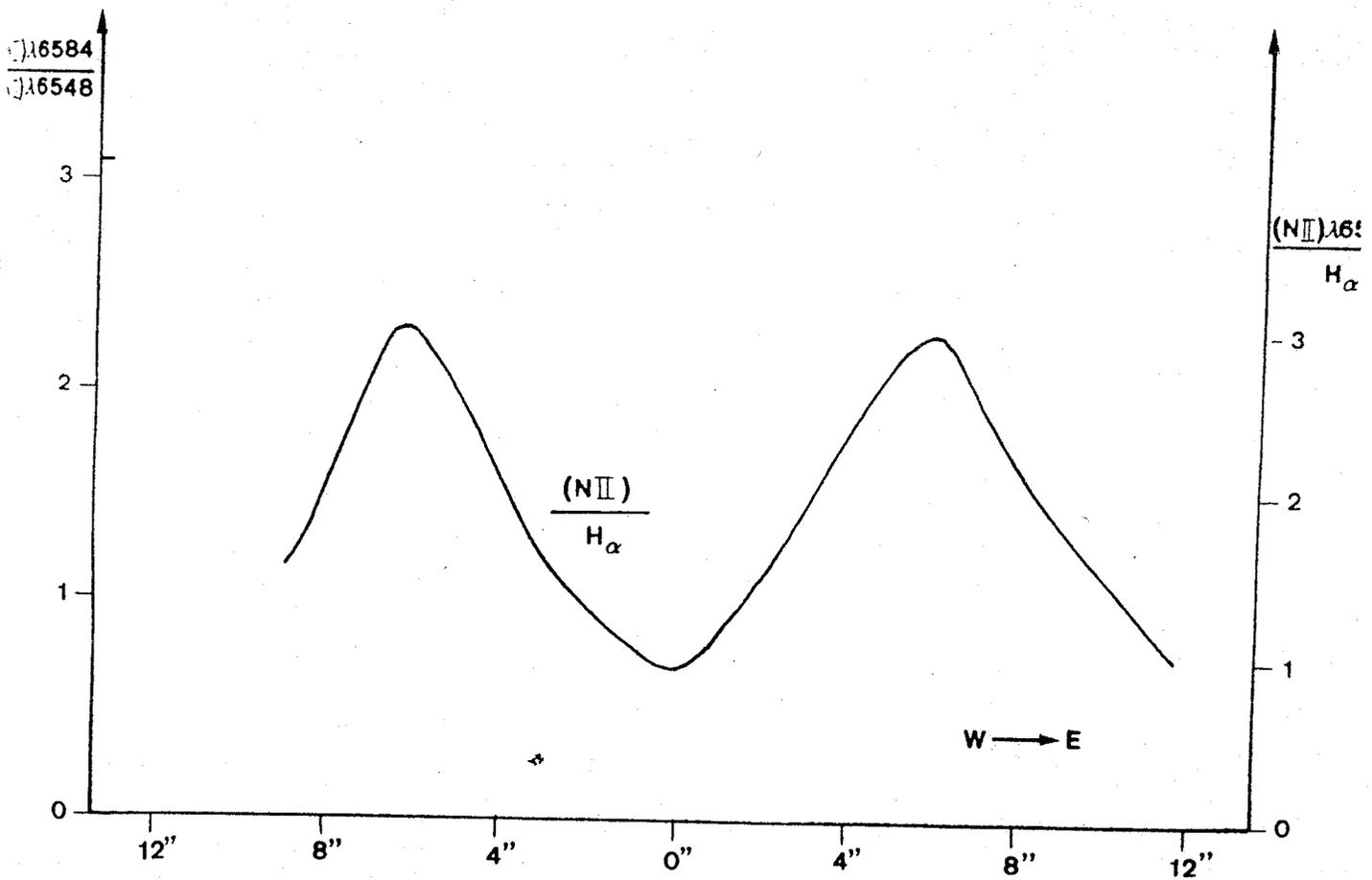


Figure V-12

: Variation du rapport des raies de [NII] et du rapport $\frac{[NII]}{H_\alpha}$ suivant la direction W-E pour la nébuleuse NGC 2346

***NGC 3132**

La température électronique de NGC 3132 est voisine de 9500 K (Pottasch, 1984). L'abondance relative des ions N^+ par rapport aux ions N^+ est calculée à partir de la formule

$$x = \frac{N(N^+)}{N_e} = 6,3610 \cdot 10^{-5} \frac{I(6584)}{I(H_\alpha)} \quad (V-13)$$

Les résultats sont présentés dans le tableau V-5, leur variation suivant la direction N-S est donnée à la figure V-17. La valeur moyenne $\langle \frac{N(N^+)}{N_e} \rangle$ vaut $12,91 \cdot 10^{-5}$ ce qui est compatible avec les travaux de Torrès-Peimbert et Peimbert (1977) qui indiquent la valeur de $15,84 \cdot 10^{-5}$. On notera que cette valeur est élevée comparativement aux résultats donnés dans l'article de Pottasch et al (1986) pour d'autres nébuleuses candidates au type I de Peimbert.

Les valeurs données par Torrès-Peimbert et Peimbert (1977) pour $\log N(O)$ et $\log N(O^+)$ nous permettent d'estimer le rapport $N(O)/N(O^+)$ à 2,8678 ; l'abondance relative $\langle \frac{N(N)}{N(H)} \rangle$ calculée à partir de la formule V-16 vaut alors $3,70 \cdot 10^{-4}$, ce qui est élevé, compte tenu de la valeur moyenne $0,9 \cdot 10^{-4}$ (Pottasch et al, 1986) généralement admise. $\log N(N)$ vaut alors 8,56, ce qui est compatible avec la valeur 8,68 donnée par Torrès-Peimbert et Peimbert (1977). Ces résultats confirment la classification de NGC 3132 dans les N.P. de type I (Peimbert, 1978). Cette surabondance en azote ne peut être interprétée que dans le cadre de réactions nucléaires au sein d'un progéniteur de masse élevée, supérieure à $2.4 M_\odot$ ainsi que nous l'avons déjà indiqué pour NGC 2346 et NGC 2818.

Cette nébuleuse est bipolaire ainsi que le précise l'étude morphologique réalisée dans le chapitre précédent. Ceci confirme une fois de plus la relation entre le type I suivant Peimbert et le type morphologique B proposé par Greig (1971) afin de décrire certaines nébuleuses

$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	$\frac{I(H_\alpha)}{I(LTT3864)} \times 10^4$	$\frac{I(NII6548)}{I(LTT3864)} \times 10^4$	Rapport des raies $\frac{I(6584)}{I(H_\alpha)}$	Densité Electronique Ne en cm^{-3} $x = \frac{N(N^+)}{N_e}$
0"	0"	52150±286	44423±1786	0,85	5,37.10 ⁻⁵
0"	+ 4"	60439±2420	50843±2052	0,84	5,34.10 ⁻⁵
0"	+ 8"	66555±2670	69525±281	1,04	6,64.10 ⁻⁵
0"	+ 12"	59375±2390	140491±5633	2,36	15,05.10 ⁻⁵
0"	+ 16"	12325±493	40204±1610	3,26	20,75.10 ⁻⁵
0"	+ 20"	5158±210	15584±627	3,02	19,21.10 ⁻⁵
0"	+ 24"	2170±90	6313±261	2,91	18,50.10 ⁻⁵
0"	+ 28"	612±29	1335±62	2,18	13,87.10 ⁻⁵
0"	+ 32"	345±17	570±27	1,65	10,49.10 ⁻⁵
0"	+ 36"	339±16	687±31	2,02	12,84.10 ⁻⁵
0"	- 4"	51550±2050	46983±1910	0,91	5,79.10 ⁻⁵
0"	- 8"	58524±2370	88365±3542	1,51	9,6.10 ⁻⁵
0"	- 12"	48061±1927	104195±4213	2,18	13,87.10 ⁻⁵
0"	16"	19654±780	56688±2271	2,88	18,34.10 ⁻⁵
0"	- 20"	4341±175	17012±681	3,92	24,93.10 ⁻⁵
0"	28"	7023±30	1705±72	2,36	15,00.10 ⁻⁵
0"	0"	41197±10647	-	-	-

Tableau V-12 : Calcul de l'abondance de l'ion N^+ à partir du rapport $\frac{I(6584)}{I(H_\alpha)}$ suivant la direction N-S de

la nébuleuse NGC 3132.

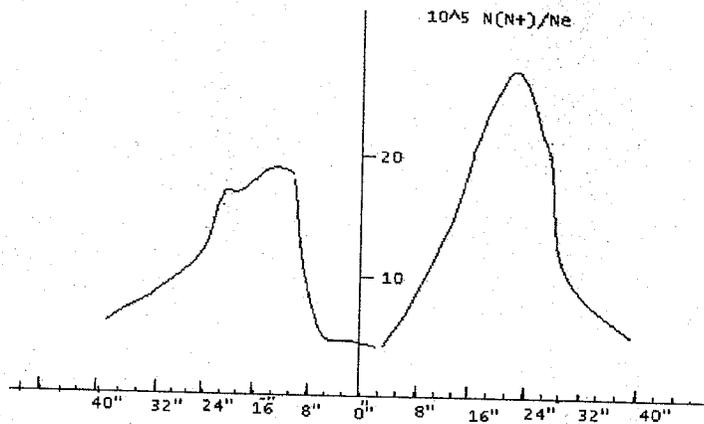


Figure V-13: Variation de la quantité $\frac{N(N^+)}{N_e}$ suivant la direction N-S de la nébuleuse NGC 3132

conclusion

Cette étude nous a permis de corréler l'abondance relative certains éléments comme l'azote et donc la classification proposée Peimbert (1978) avec la morphologie des N.P. et par la même classification proposée par Greig (1971). Cette corrélation vérifiée pour les quatre nébuleuses de type B que nous avons étudiées ; toutes les quatre appartiennent au type I de Peimbert.

On remarquera, d'ailleurs, comme le font Peimbert et Torrès-Peimbert (1983) que la morphologie des nébuleuses NGC 2818 et H_e 2-130 étudiées, en fait de bons candidats pour l'appartenance à ce type I. En effet, la bipolarité ainsi que l'aspect filamentaire de ces nébuleuses ne font aucun doute; toutes deux ont en effet classées dans le type BN₂ de la classification de Greig.

CHAPITRE VI

L' INTEGRALE D'ABEL

APPLIQUEE

A

2 NEBULEUSES PLANETAIRES

VI-1 Introduction

Si on connaît l'émissivité par unité de volume pour une nébuleuse donnée, alors la luminosité de l'image projetée sur le plan du ciel peut être calculée point par point.

Le modèle le plus simple est le modèle à symétrie sphérique où l'émissivité par unité de volume $E(r)$ est uniquement en fonction de la distance r du centre vers le bord de la nébuleuse.

Cependant, si l'absorption d'une radiation monochromatique par les poussières internes de la nébuleuse est négligée, alors l'intensité de n'importe quel point de l'image projetée peut être obtenue par intégration de l'émissivité $E(r)$ le long de la ligne de vue (Aller et Liller 1968). Elle est donnée par l'intégrale d'Abel :

$$I(x) = 2 \int_r E(r) (r^2 - x^2)^{1/2} dr \quad (\text{VI-1})$$

où x est la distance angulaire du centre de l'image projetée de la nébuleuse vers le bord, R étant le rayon de la nébuleuse.

La quantité $(r^2 - x^2)^{1/2}$ doit être positive.

L'intensité $I(x)$ observée est connue à partir des mesures photométriques utilisant les images monochromatiques (Louise 1974 ; Louise et Al 1987 ; Juguet et al 1988 ; Walker et Kron 1968 ; Coleman et al 1975) ou un ensemble de spectres (Louise et Pascoli 1984 ; Louise et al 1987). Pour obtenir la dérivée de $E(r)$ à partir de $E(x)$ on peut considérer trois méthodes :

1) celle de Chandrasekhar et Münch (1950) qui ont proposé la formulation de $E(r)$ comme l'expression mathématique suivante avec les paramètres ajustables :

$$E(r) = A.r^a e^{-br} \quad (\text{VI-2})$$

Où A , a et b sont des constantes à déterminer. (Wilson et Aller 1951)

2) Le calcul de $E(r)$ suivant la méthode de Wallenquist (1936) pour un problème analogue afin de trouver la distribution spatiale d'étoiles dans un nuage de forme sphérique.

Cette méthode, utilisé par Wilson et Aller(1951) pour étudier la NP IC 418 , est valable pour reproduire la distribution de l' intensité observée .

3) L'émissivité $E(r)$ peut être dérivée de l'équation (VI-1) par la relation :

$$E(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^R \frac{I'(x) dx}{\sqrt{(r^2 - x^2)}} \quad (VI-3)$$

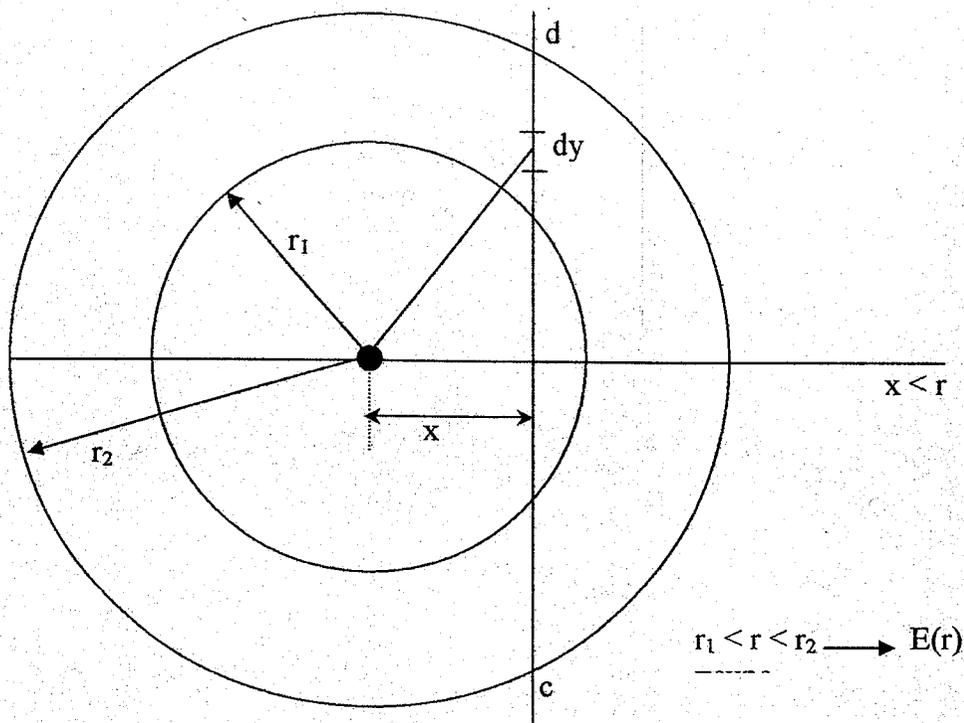
Où $I'(x)$ est la dérivée de $I(x)$.

La méthode proposée par Vidal (1980) est basée sur la supposition que

$$I(x) = \sum_0^n a_n x^n \quad (VI-4)$$

Où les a_n sont des paramètres ajustables. On peut facilement trouver $I'(x)$ et $E(r)$ est dérivée de l'équation (VI-3) .Cependant il est à noter que pour de grandes valeurs de n ($n > 8$) les coefficients a_n provoquent une instabilité.

VI-2 L'intégrale d'Abel



Considérons une sphère creuse de rayon interne r_1 et de rayon externe r_2 représentant l'enveloppe d'une nébuleuse de forme sphérique régulière. Soit $E(r)$ l'émissivité du gaz contenu dans cette enveloppe. L'intensité lumineuse élémentaire suivant la ligne de vue (suivant l'axe des Y) est donnée par la relation :

$$dI = E(r) dy \quad I = \int_{y_1}^{y_2} E(r) dy \quad (\text{VI-5})$$

$$r = OM = \sqrt{x^2 + y^2}$$

$$y = \sqrt{r^2 - x^2}, \quad dy = \frac{2r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}$$

$$I(x) = 2 \int_x^r \frac{E(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}} \quad (\text{VI-6})$$

$$I(0) = 2 \int_0^{r_1} \frac{E(r) r dr}{\sqrt{r^2}} \quad (\text{VI-7})$$

$$\frac{I(x)}{I(0)} = \frac{\int_x^{r_2} E r dr}{\int_0^{r_2} E r dr} = \frac{\int_x^{r_2} E r dr}{2 E r_2} \quad (\text{VI-8})$$

$I(x) \sim I_{\text{max}}$ pour $x = r_1$ c'est la brillance maximale

Si $E(r) = \text{Cte}$ alors

$$\frac{I(x)}{I(0)} = \frac{\int_x^{r_2} \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}}{r_2} \quad \text{et} \quad \frac{I(x)}{I(0)} = \frac{1}{r_2} \int_x^{r_2} \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}} \quad (\text{VI-9})$$

$$\text{Si } E(r) = \alpha \cdot e^{-\beta r^2} \quad (\text{VI-10})$$

$$I(x) = \frac{\alpha \sqrt{\pi}}{\sqrt{\beta}} \exp(-\beta x^2) \operatorname{erf} \sqrt{\beta(r^2 - x^2)} \quad (\text{VI-11})$$

Où

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$$

Rem : cette solution est donnée par le logiciel Maple V

VI-3 Expression pratique

L'équation (VI-1) n'est pas définie pour $r = x$; c'est pour cela que l'on ne peut pas la traiter d'une façon simple par ordinateur. Utilisons la méthode de l'intégrale par parties ; on obtient :

$$I(x) = 2[r^2 - x^2]^{1/2} \Big|_x^R - 2 \int (r^2 - x^2)^{1/2} E'(r) dr \quad (\text{VI-12})$$

Où $E'(r)$ est la dérivée de $E(r)$

Il y a 2 contraintes physiques imposées : à $E(r)$

- $E(r)$ doit être une fonction continue
- En dehors de la nébuleuse l'émissivité $E(r)$ doit être nulle.

Si rayon R de la nébuleuse est pas clairement défini, on suppose que $E(\infty) = 0$.

L'équation (VI-12) devient :

$$I(x) = 2 \int_x^R \sqrt{r^2 - x^2} E(r) dr \quad (\text{VI-13})$$

En pratique $I(x)$ est donnée par les observations photométriques (Louise.R 1974) par $J(x) = I(x)/I(0)$ où $I(0)$ est l'intensité au centre de l'image projetée de la nébuleuse.

Propriété particulière de l'intégrale d'Abel :

Supposons $E(r) = \alpha e^{-\beta r^2}$ une fonction gaussienne où α et β sont deux paramètres. On obtient :

$$I(x) = \int_x^{\infty} \frac{E(r)dr}{\sqrt{r^2-x^2}} = A e^{-\beta x^2} \quad \text{où } A = \frac{\alpha}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\beta}} \quad (\text{VI-14})$$

Les profils photométriques observés ont un profil gaussien. Si $I(x)$ est une fonction gaussienne alors $E(r)$ une fonction gaussienne et, inversement

La propriété de l'intégrale d'Abel peut être généralisée :

$$E(r) = \sum_1^n G_i(r) \Leftrightarrow I(x) = \sum_1^n G_i(x) \quad (\text{VI-15})$$

Programme de simulation

Le programme en basic à été élaboré en collaboration avec les enseignants du département d'informatique de la faculté des sciences naturelles d'Amiens(France)

```
10 CLS:KEY OFF
20 SCREEN 1,1
30 REM' PROGRAMME STANDARD
40 REM PROFIL PHOTOM 6778 HA PT
50 A1=55:A2=14:A3=12:B1=660:B2=350:B3=7000
60 A=.8: B=.09000001#
70 INPUT "VOULEZ-VOUS E(R) O/N";C$
80 IF C$="O" THEN 160
90 CLS
95 GOSUB 730
100 REM' GAUSS+EXPONEN.
110 FOR X=0 TO 100 STEP .1
120     Y=(A1*EXP(-X*X/B1)-A2*EXP(-X*X/B2)+A3*EXP(-X*X/B3))/(A1-
A2+A3)*100
130 PSET(X+130,180-Y),2:PSET(130-X,180-Y),2
135 LOCATE 2,2:PRINT"I(X)NGC 6778 Ha"
140 NEXT X
150 GOTO 380
160 REM' E(R) GAUSS+EXPO OBSERVE
170 CLS
175 LOCATE 1,5:PRINT"E(r) NGC6778 ha"
180 Q1=2*A1*B1^-.5:Q2=2*A2*B2^-.5
190 Q3=2*A3*B3^-.5
LIST 200-400
```

```
200 C=A/B
210 ZO=C^A*EXP(-A)
220 YA=Q1-Q2+Q3:REM CALCUL DE QO=GAUSS MAX
230 FOR X=10 TO 30 STEP .5
240 Y=Q1*EXP(-X*X/B1)-Q2*EXP(-X*X/B2)+Q3*EXP(-X*X/B3)
250 IF Y=<YA THEN QO=YA:GOTO 280
260 YA=Y
270 NEXT X
280 FOR X=0 TO 120
290 Y=(Q1*EXP(-X*X/B1)-Q2*EXP(-X*X/B2)+Q3*EXP(-X*X/B3))*100/QO
300 YY=X^A*EXP(-B*X)/ZO*100
310 PSET(X+130,180-YY),1
320 PSET(130-X,180-YY),1
330 PSET(130-X,180-Y),2:PSET(130+X,180-Y),2
340 NEXT X
350 GOSUB 560
360 IF INKEY$="" THEN 360
370 END
380 REM' CALCUL DE J(X) PAR METHODE EXPONENTIELLE
390 C=A/B
400 ZO=C^A*EXP(-A)

430 I1=SQR(R*R-X*X)*R^(A-1)*EXP(-B*R)*(A-B*R)
440 JC=JC+I1
450 NEXT R
460 IF X=0 THEN JO=JC
470 Y=JC/JO*100
480 PSET(X+130,180-Y),1
490 PSET(130-X,180-Y),1
500 JC=0
510 X=X+2:IF X<100 GOTO 420
520 GOSUB 560
540 IF INKEY$="" THEN 540
550 END
```

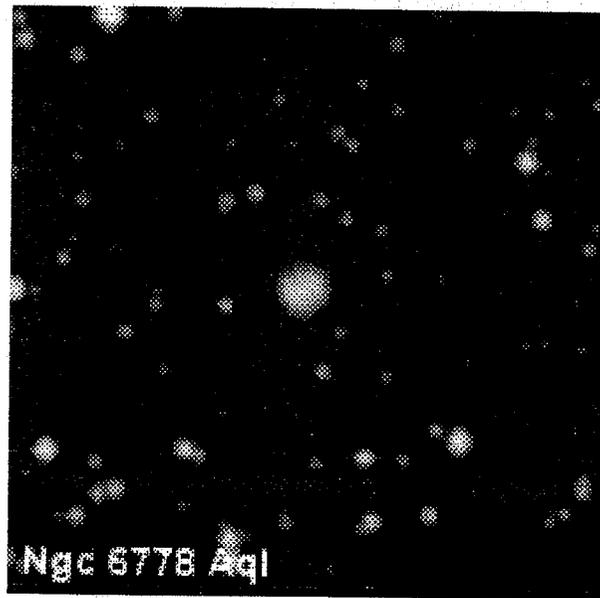
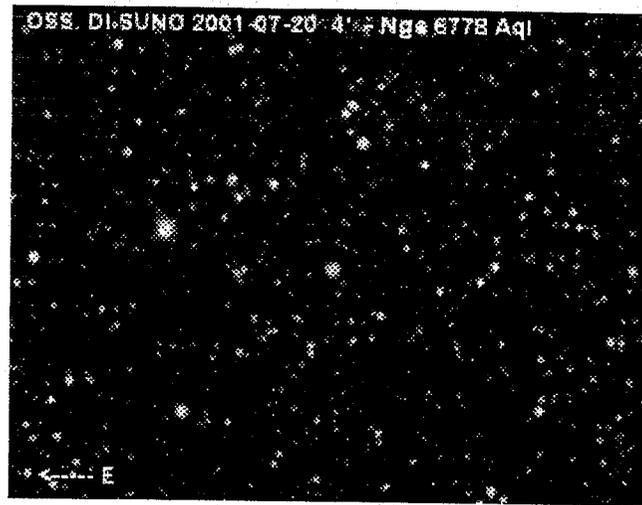


Figure VI – 1a : Photographie de NGC6778

Résultats des simulations des profils photométriques

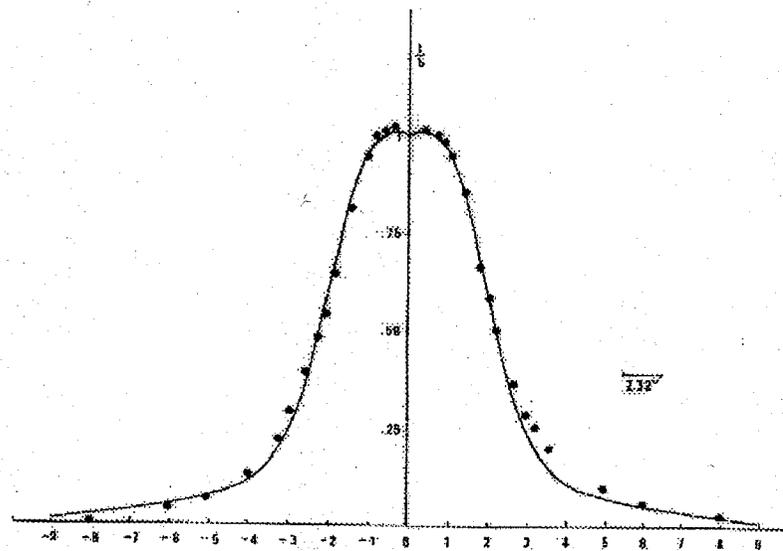


figure VI-2a Profil photométrique NGC 6778 H α petit axe

++ profil expérimental

Trait plein : profil gaussien (obtenu par 3 gaussiennes)

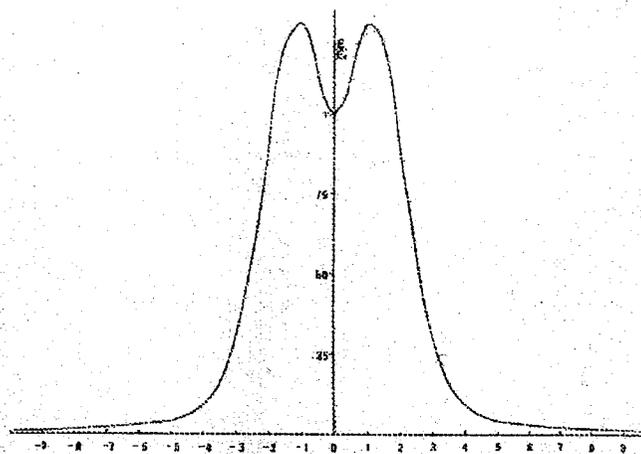


Figure VI- 2b : Profils de l' émissivité calculée

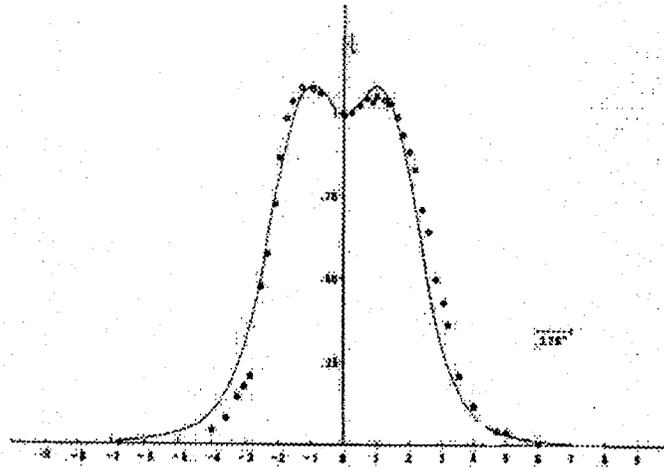


Figure VI- 3a : α profil photométrique de NGC 6778 H α grand axe

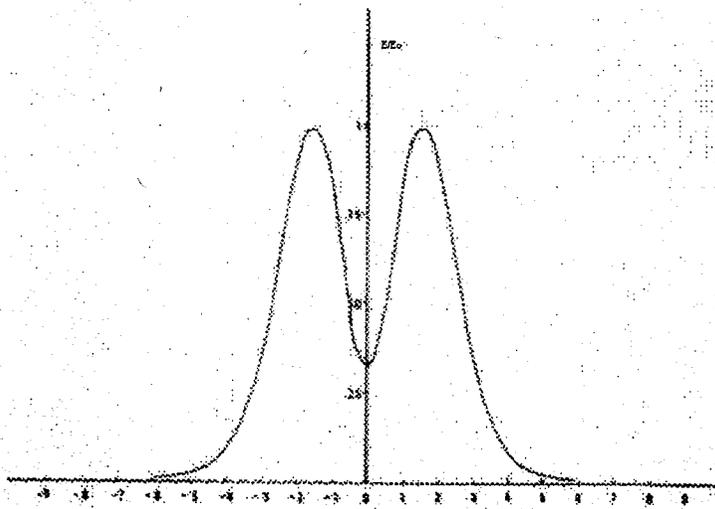


Figure VI- 3b : $E(r)$ de NGC 6778 H α grand axe

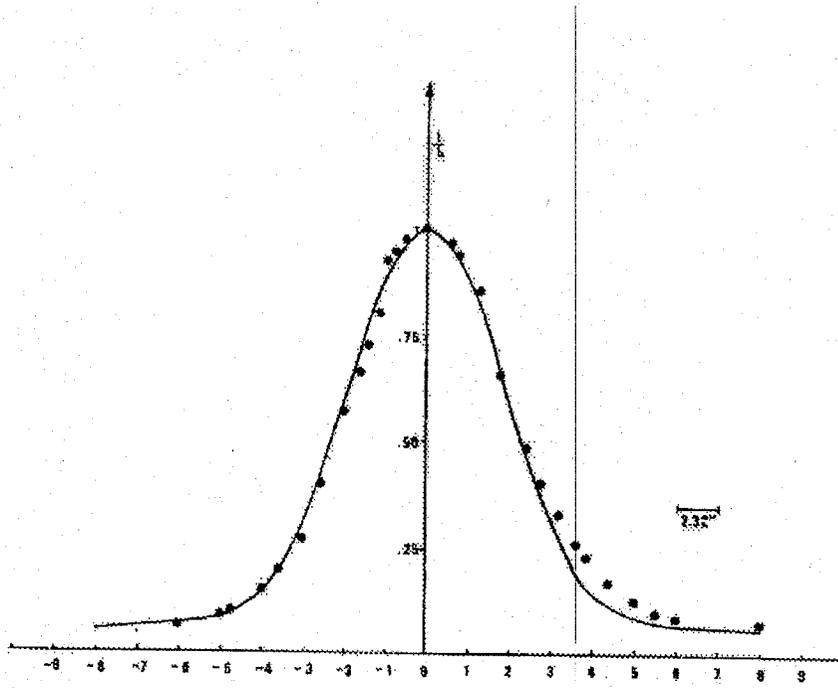


Figure VI-4a : profils photométriques de NGC 6778 H β petit axe

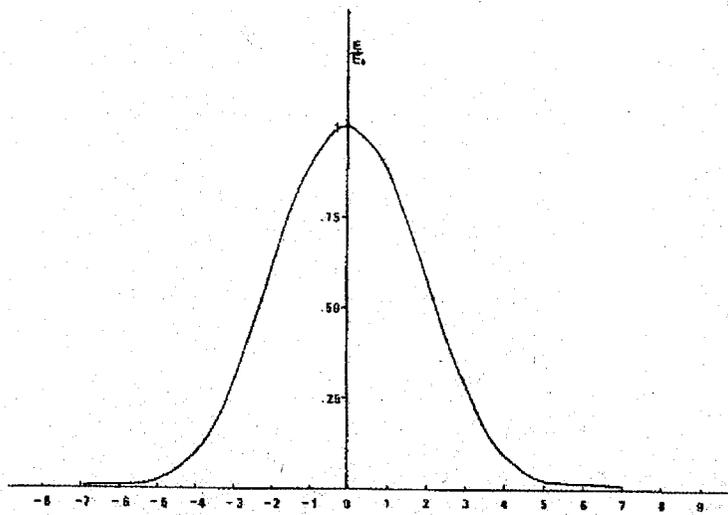


Figure VI-4b : $E(r)$ de NGC 6778 H β petit axe

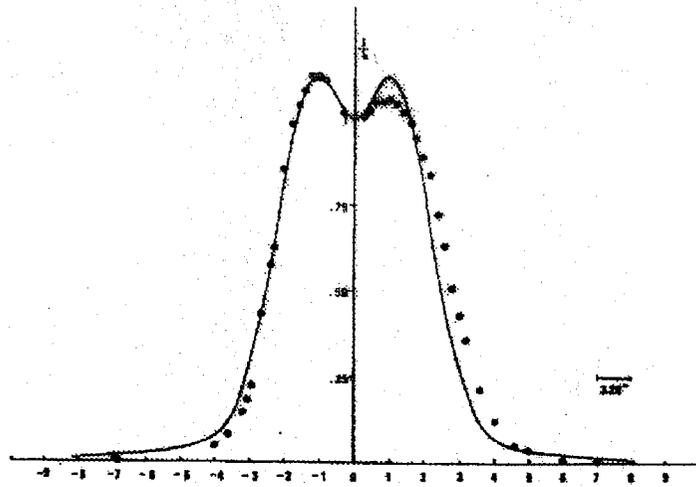


Figure VI-5a : Profil photométrique de NGC 6778 H β grand axe

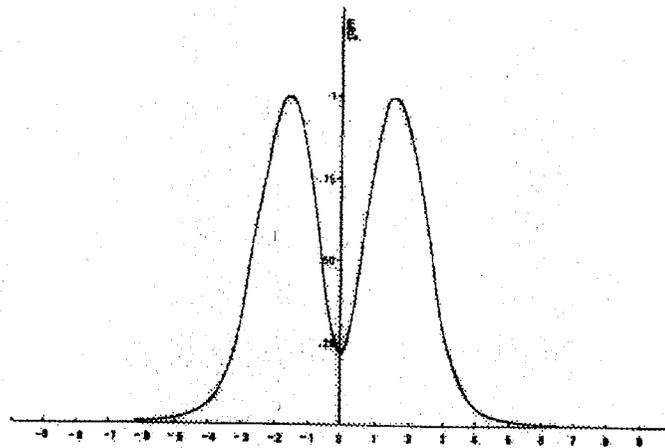


Figure VI-5b :E(r) NGC 6778 HB grand axe

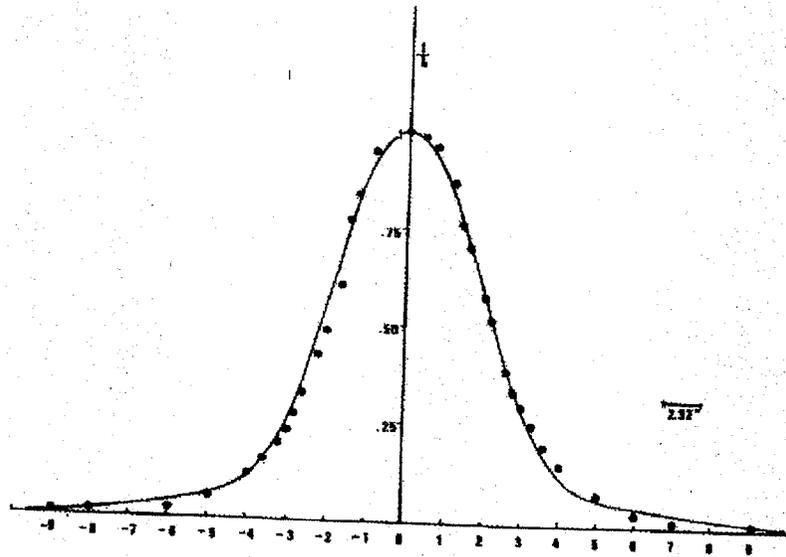


Figure VI-5a: profils photométriques de NGC 6778 OIII petit axe

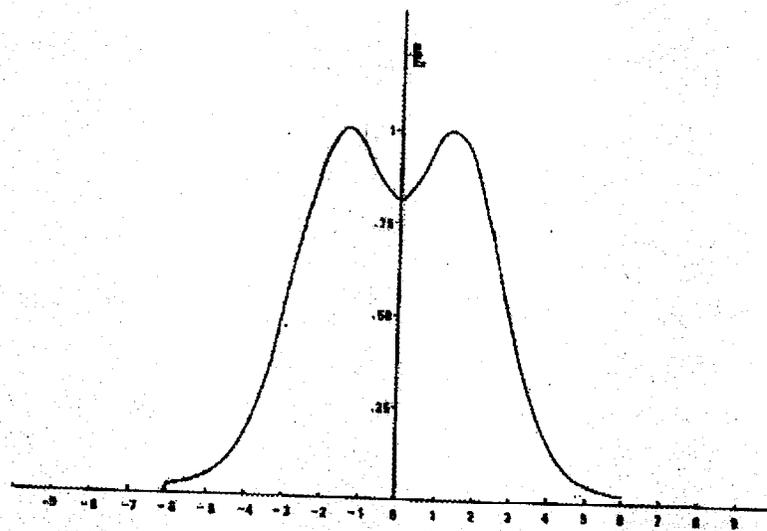
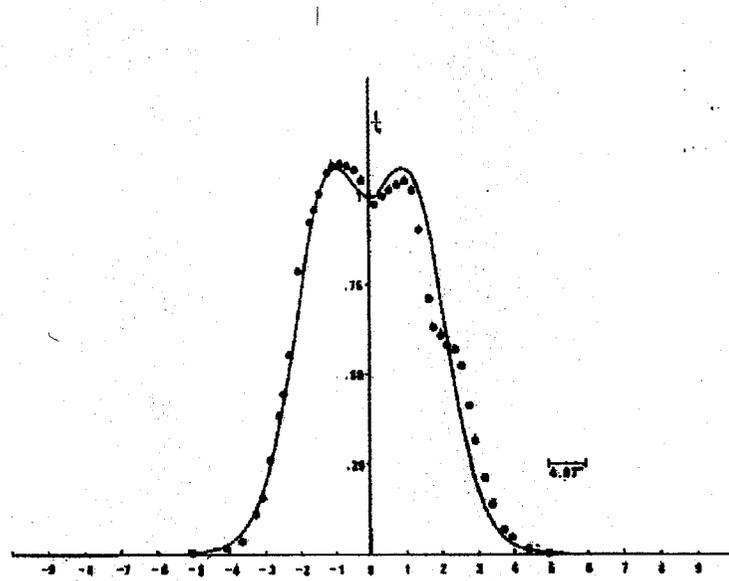


Figure VI-5b : E(r) NGC 6778 OIII petit axe



VI-6a : profils photométriques de NGC 6778 OIII grand axe

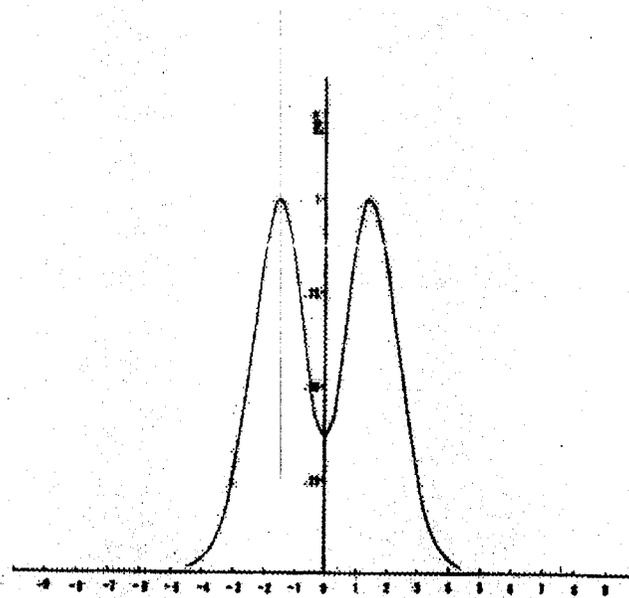


Figure VI-6 b : $E(r)$ de NGC 6778 OIII grand axe

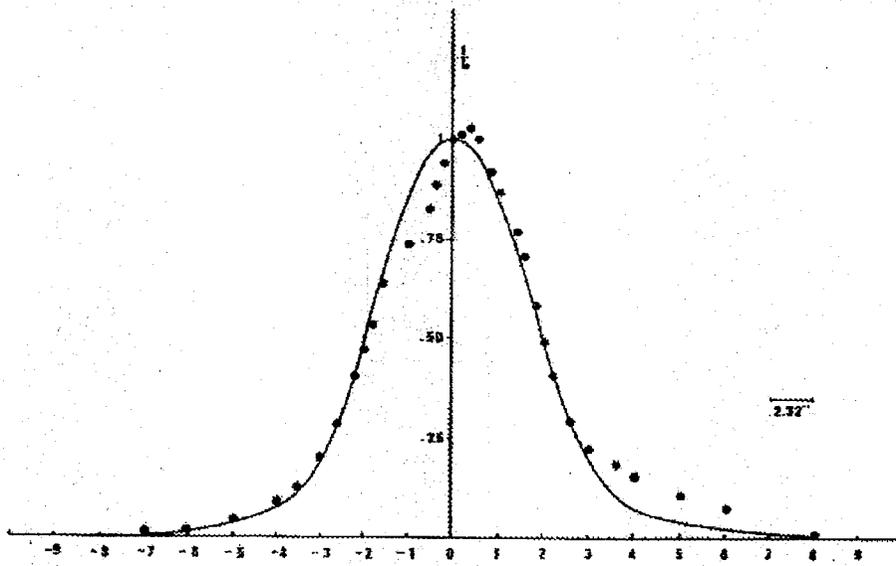
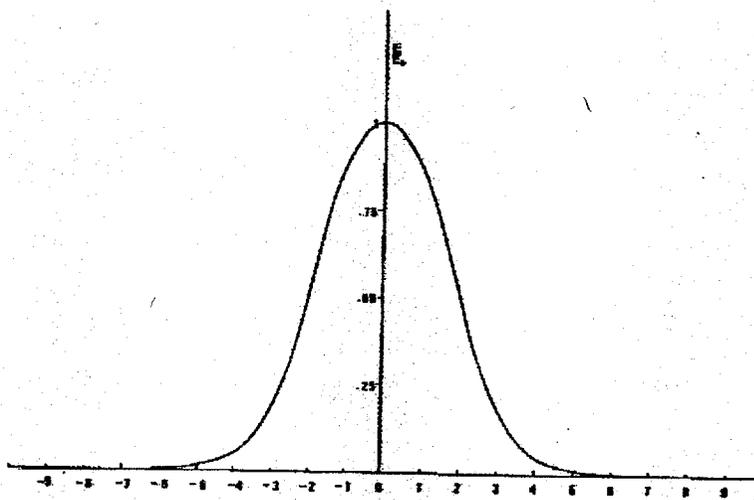


Figure VI-7a : Profil photométrique de NGC 6778 NII petit axe



$E(r)$ de NGC 6778 NII petit axe

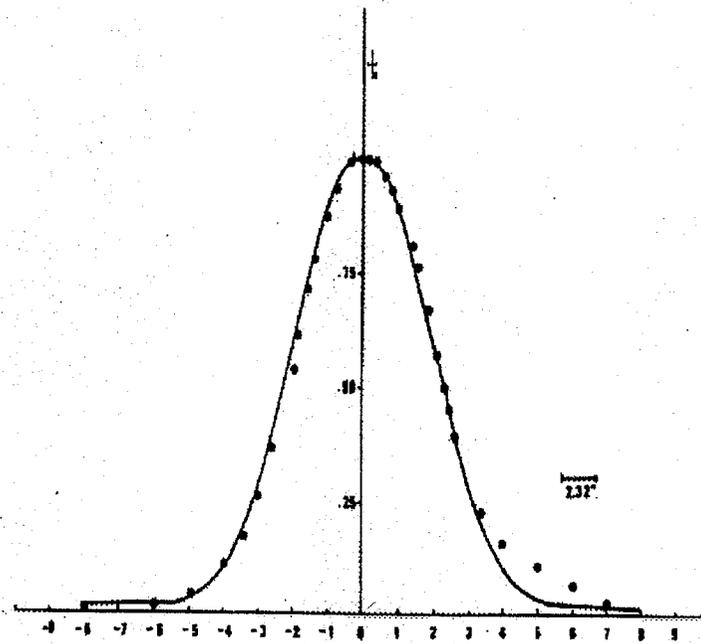


Figure VI-9a : Profils photométriques de NGC 6778 SII petit axe

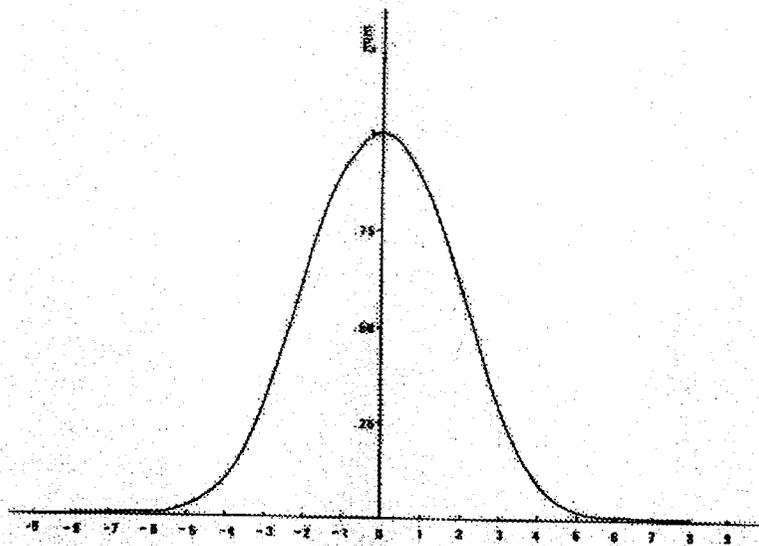


Figure VI-9b : $E(r)$ NGC 6778 SII petit axe

Raie Const.	H α Pt axe	H α Gd axe	H β Pt axe	H β Gd axe	OIII Pt axe	OIII gd axe	NII Pt axe	NII Gd axe	SII Pt axe
A1	40	40	75	50	30	50	55	-	40
A2	36.2	37.5	47	43	20	43	42	-	35
A3	1.2	0.8	1	0.5	1.5	0.2	1.2	-	1.5
B1	480	650	930	680	520	520	350	-	650
B2	425	580	880	525	340	340	660	-	580
B3	7000	3000	5000	9000	10000	5000	8000	-	3500

Tableau VI-1 : constantes de NG 6778(méthode des 3 gaussiennes)

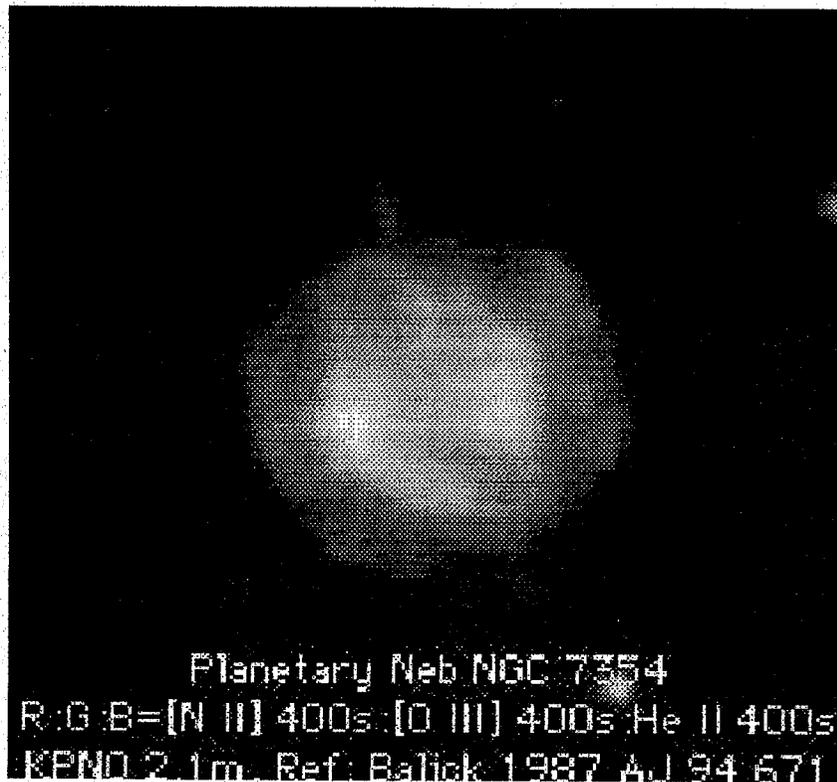


Figure VI-11 Photographie de la nébuleuse NGC7354(site Astrosurf/ Lombry 2005)

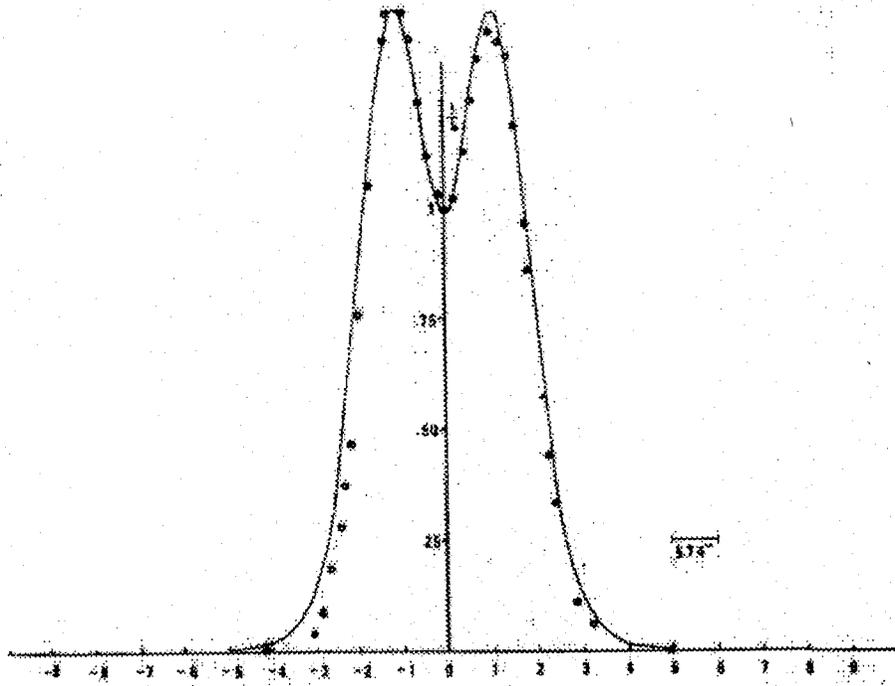


Figure VI-11a : Profils photométriques de NGC 7354 H α petit axe

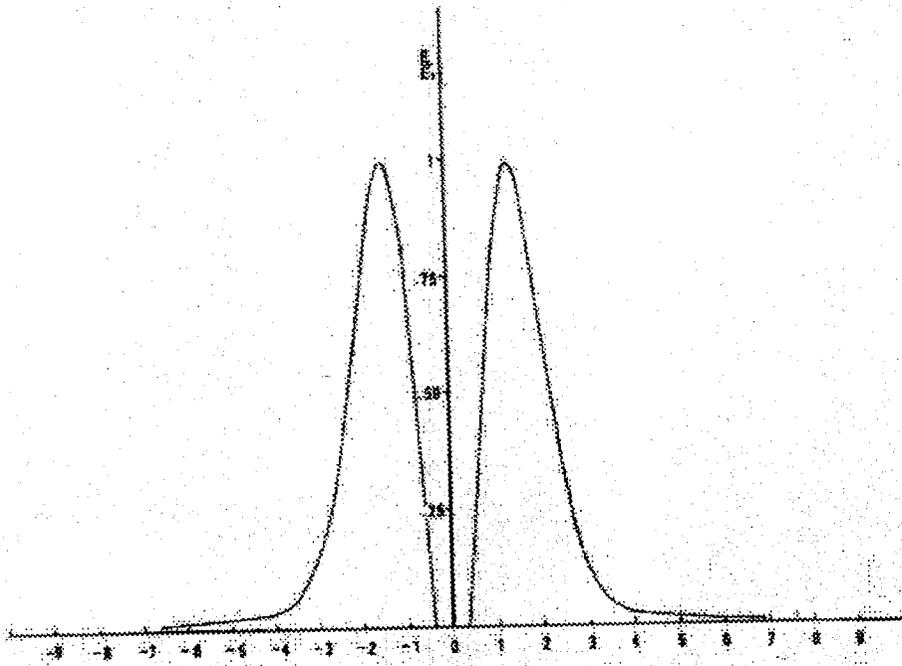


Figure VI-11b : E(r) de NGC 7354 H α petit axe

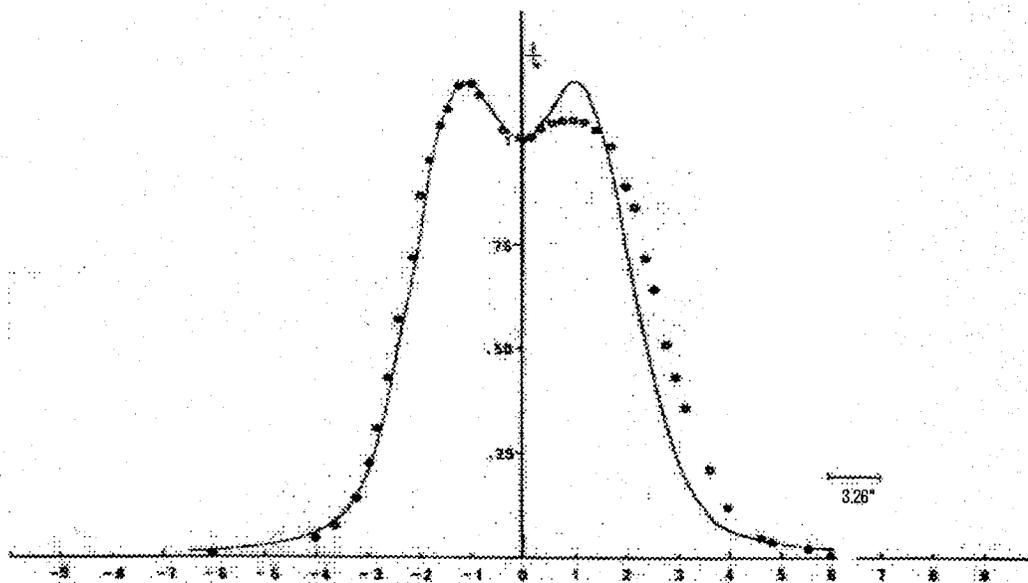


Figure VI-12a : Profils photométriques de NGC 7354 H α grand axe

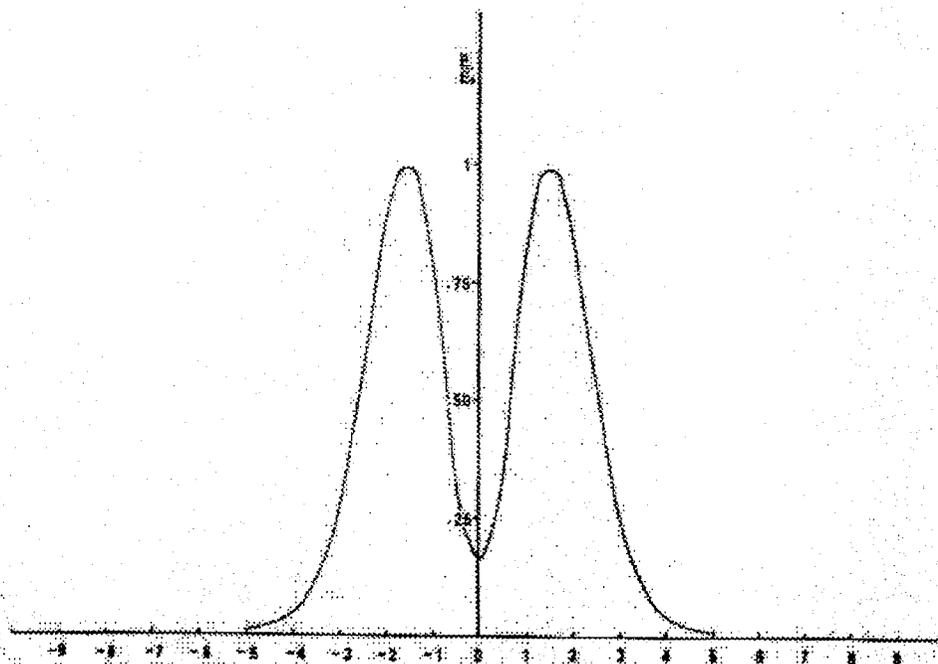


Figure VI-12b : E(r) NGC 7354 H α grand axe

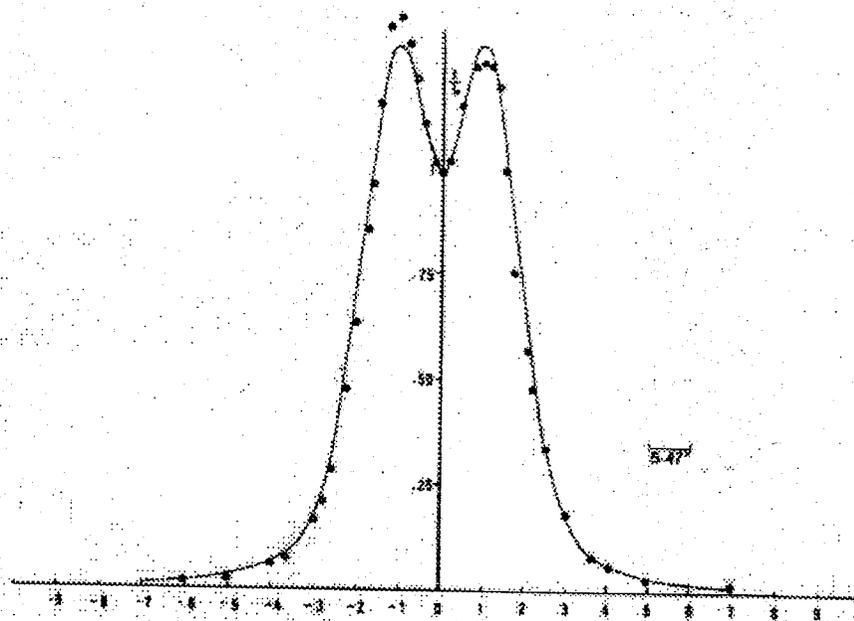


Figure VI-13a : Profils photométriques de NGC 7354 H β petit axe

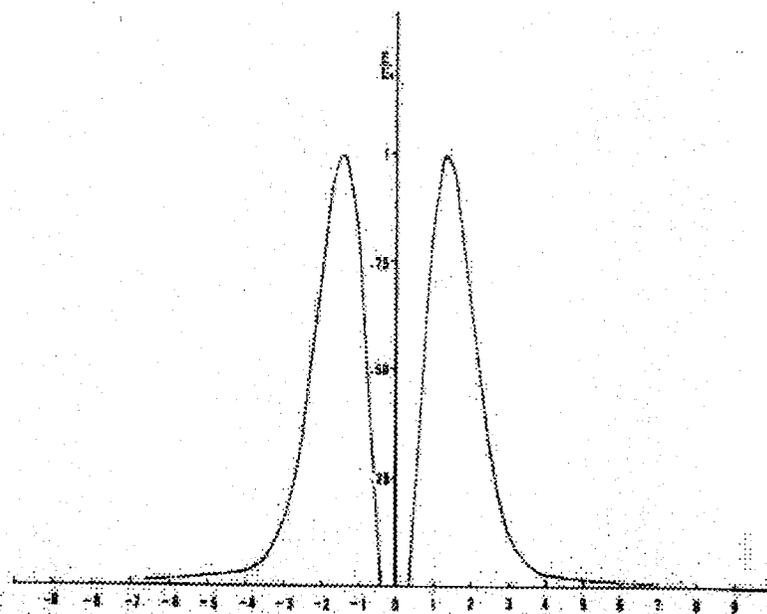


Figure VI-13b : E(r) NGC 7354 H β petit axe

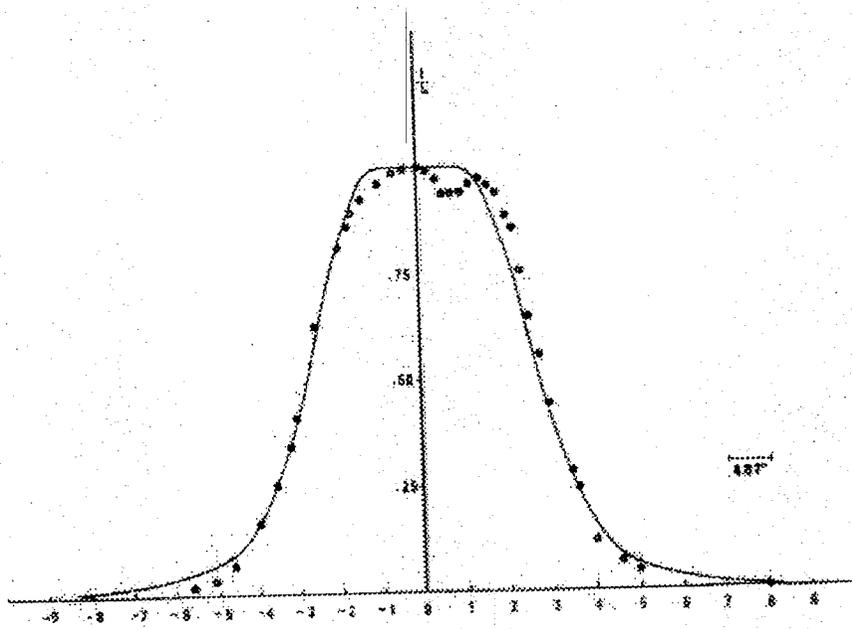


Figure VI-14a : Profils photométriques de NGC 7354 H β grand axe

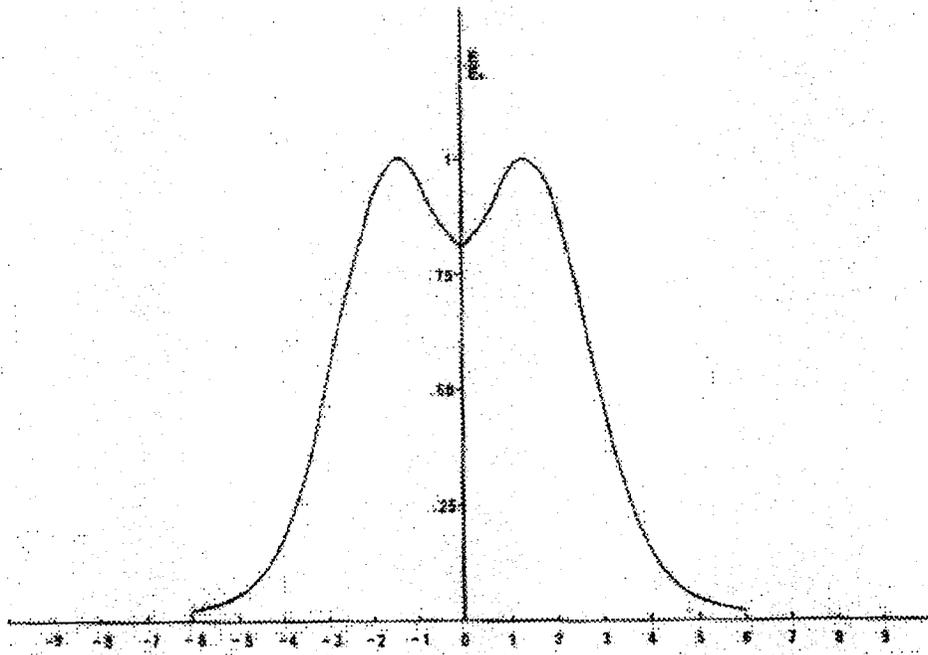


Figure VI-14b : E(r) 7354 H β grand axe

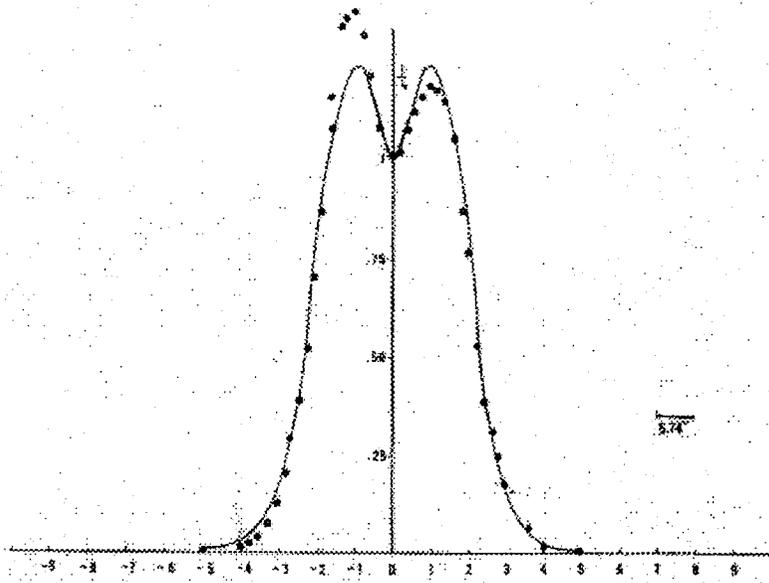


Figure VI-15a : Profils photométriques NGC 7354 OIII petit axe.

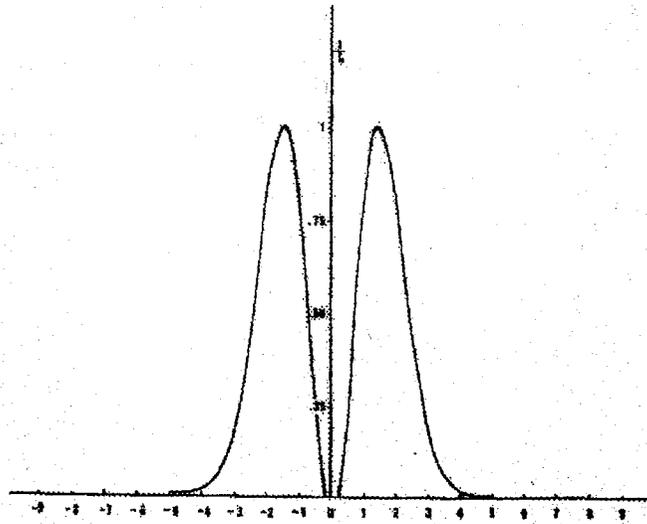


Figure VI-15b : E(r) de NGC 7354 NGC 7354 OIII petit axe

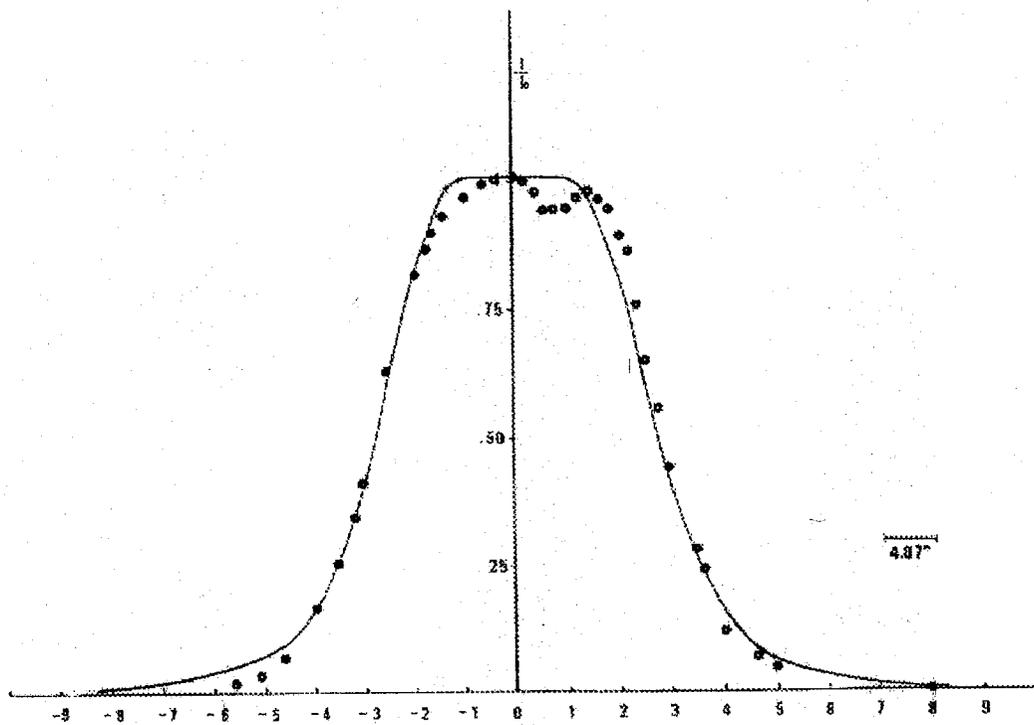


figure VI-15a : profils photométriques NGC 7354 OIII Gd axe

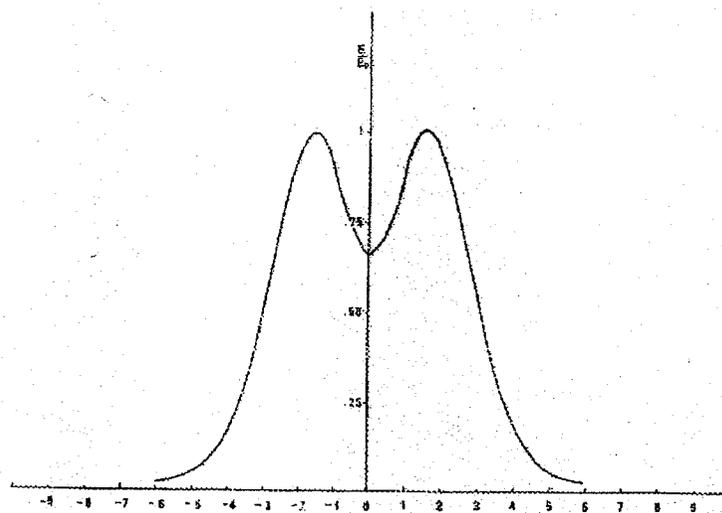


Figure VI-15b : E (r) de NGC 7354 OIII grand axe

Raies Const	H α Pt axe	H α Gd axe	H β Pt axe	H β Gd axe	OIII Pt axe	OIII Gd axe
A1	50	50	40	92	52	95
	43	42.5	33.5	76	45	83
A3	0.4	0.51	1.2	2.2	0.15	3.2
B1	680	630	500	950	550	930
B2	525	480	320	780	405	750
B3	9000	8000	4000	7000	8000	2000

Tableau VI- 3 : Constantes des profils photométriques

calculées de la nébuleuse NGC 7354

Conclusion

générale

Par ce travail, nous avons contribué modestement à l'étude de la morphologie et physique des nébuleuses planétaires. Les progéniteurs, la formation des nébuleuses planétaires présentées dans le chapitre I nous ont permis de connaître les différents types d'étoiles qui peuvent donner naissance à des nébuleuses planétaires. Si ces étoiles donnent naissance aux NP, c'est quelles sont dans un état de fin de vie et que cette fin présume qu'elles ont consommées tout leur hydrogène et qu'elles expulsent la matière ainsi formée dans leur espace environnant, créant alors des enveloppes plus ou moins diverses selon leur masse, la masse éjectée et leur axe de rotation. Le processus de leur formation et leur place dans le diagramme Hertzsprung - Russell nous ont permis de connaître leur évolution du stade de géante rouge, Mira variable ou d'étoiles Wolf-Rayet vers le stade de nébuleuses planétaires.

Les détecteurs modernes comme L'I.D.S., le C.C.D et l'I.P.C.S. ainsi que les spectrophotomètres décrits dans le chapitre II nous a permis une étude très approfondie de ces objets.

Les modèles cinématiques nous permettent d'expliquer les différentes formes, la détermination des vitesses d'expansion et les mécanismes qui peuvent être à l'origine de la formation des nébuleuses planétaires.

L'étude des raies d'émission ainsi que le rapport des raies nous a permis d'aborder le calcul de l'abondance des éléments dans quelques nébuleuses et ainsi déterminer leur morphologie.

L'inversion analytique de l'intégrale d'Abel proposée dans ce travail nous a permis de résoudre le problème de la détermination théorique de l'intensité lumineuse pour les lignes de vue comprises entre les rayons intérieur et extérieur d'une nébuleuse planétaire régulière.

La propriété particulière de l'intégrale d'Abel a démontré que si l'émissivité est gaussienne alors le profil photométrique est gaussien et inversement si le profil photométrique est gaussien l'émissivité l'est aussi.

Nous avons appliqué cette méthode à 2 nébuleuses planétaires (NGC 6778 et NGC 7354) dans les raies $H\alpha$, $H\beta$, [O III], [O II], [N II] et [S II]. Les profils obtenus comparés aux profils expérimentaux se sont avérés satisfaisants d'autant plus que l'on a pu déterminer les courbes d'émissivité de chacune des raies sus-citées.

Les résultats que sont les courbes des profils photométriques théoriques des raies des nébuleuses étudiées sont très proches des profils expérimentaux; ce qui permet de

constater que la détermination des paramètres des fonctions analytiques proposées est concluante.

Les profils des émissivités obtenus ne sont pas tous en accord avec la réalité d'autant plus qu'ils donnent en des points une émissivité négative. On peut l'interpréter comme une émissivité nulle en deçà du rayon interne de la nébuleuse.

Les perspectives d'avenir sont l'application de l'intégrale d'Abel à un ellipsoïde creux d'épaisseur équivalente à celui d'une nébuleuse prolata ou oblate régulière, parce que c'est le modèle plus proche de la réalité.

Bibliographie

- 1) Acker A, chopin.M, Pottasch SR;StenholmB:*Astron.Astrophys.Suppl.Ser 71;671*
- 2)A. Bocksenberg ,B.Fort and C.Coleman University College . of London:1992: *The effect spatial and temporal sampling on the DQE of an Image Photon Counting System*
- 3) Bruce Balik : *The evolution of planetary nebulae I Structures ,Ionizations and Morphological Sequences (The Astronomical Journal Vol 94,n°3)*
- 4) Centalamor V: *Développement d'un système de télévision par comptage de photons (LAS Marseille)*
- 5) Gordon an. Breash :*SC.publi.Inc.NY*
- 6) H.J . Fahr ,W Neutch:*Pressure distribution at inner bundary of astropause causet by a compressible stellar wind*
- 7) Hua C.T,Grundesth B,Trong T N :*Canada- France –Hawaii Telescope 1987:Narrow-Band Imaging of Four Galactic Nuclei Astro.Lett.andCommm1987*
- 8) Maciel W .J and RS Pottasch : *Distances of Planetary Nebulae Astrono., Astrophys.88 1-7*
- 9) Vidal J.L : *Photométrie photoélectrique de nébuleuses gazeuses diffuses dans la raie H α*
- 10) V.A Okorokov, BM Shutov A. V.Tukutov and H.W. Yorke : *Numerical Models of nebulae evolution Atrono.Atrophys 142-441-450*
- 11) Robert Leyland: : *Aquila part two observer's org/reports (9-08-2002):*
- 12) Robert Leyland : *Aquila part Tree observer's org/reports(10-09-2002)*
- 13) Sara R Heap and HARRY J. Augensen:*Mass ditribution and evolutionary scheme for central stars of planetary nebulae.juliet 1986*
- 14) Osterbrock donald E: *electron density in planetary nebulae 1960*
- 15) Weinberger R : *A catalog of expansion velocity of galactic planetary nebulae (atron.astrophys Supl.301,324)*
- 16) Philips J.P *The dynamics , evolution and formation rate of planetary nebulae Astro. Astrophys 1984 137,92*
- 17) Balduin JA,Stone SRP: *,Mon,Not,Astrono,soci,206,241*
- 18) Brocklehurst M:*Mon. Not .astro .,société,153,471*
- 19) Aller A,StendholmB:*the messenger,8r,48,16*
- 20) Louise R, Maurice E,1982, *the Messenger 28,28 Astron. Astrophys. Suppl.ser 40,33*

- 21) Balik B: *Astron. Journal* 94, 671
 - 22) Louise R, A Macron, M Juguet: *Astron. astrophys. Sc.* 159, 166
 - 23) Curtis HD : 1918 *Lick, observa pub* ,13,43
 - 24) Perek and Kohoutek L : 1967. *catalog of galactic planetary nebulae*
 - 25) Hromov G.S , Kohoutek: 1968 *Bulletin astrono. instit. Praha Tchechoslovakia* 19,1
 - 26) Gurzadyan GA 1969: *Planetary nebulea*
 - 27) Louis R : 1981 *Astron Astrophysics.*
 - 28) Acker A; J, Schon , Marcourt C : 1983 : *complement au "catalog of central stars of true and possible planetary nebulae" (Pub. Spec. CDS. no3)*
 - 29) European South Observatory: *user Manual* 1983
 - 30) Lutz JH : 1984 *Stellar nucleosynthesis*
 - 31) Pottasch SR. 1984 *planetary nebulae (D. Reidel pub. comp)*
 - 32) D'odorico 1987 *the Messenger* 47, 53
 - 33) Rosa M: 1985 *the Messenger* 39, 15
 - 34) Louise R Pascoli G 1984 G : *Spectrophotometric observations of some southern planetary nebulae Astrono, Astrophys.* 57, 155
 - 35) Peimbert M : 1978 *au symp* . 76, 215
 - 36) Kristian J, Blouk. : 1992 *Pmr la science* 62, 24
 - 37) Mendoza C : 1983 *IAV symp* 103, 143
 - 38) Louise R : Hua CT 1984 *Astroph and space Sc* 105, 139
 - 39) Pascoli G : 1987 : *astro .and space Se* 114
 - 40) Louise R: Pascoli G 1984 : *Astron. Astrophys.* 139, 539
 - 41) Osterbrock de : 1970 *astro. Journal* 159
 - 42) Robinson LB, Wampler EJ : 1972 *pub. Astrono. soci. pac.* 881, 161
 - 43) B. Paczinski : *The Formation of Planetary Nebulae Astrophysical Letters* 1971 Vol. 9 pp 33-34
 - 44) G Pascoli: *Contribution à l'étude des nébuleuses planétaires (Thèse de Doctorat d'Etat 1985)*
 - 45) M.J. Seaton : collision strengths for [NII], [OIII] , [NeII], and [NeIII] 1975
- Chon. Trung HUA, Bernt Grundseth : *High Spatial resolution observation of small Planetary Nebulae IC 2165 (Canada -France -Hawai -Telescop 1985).*

- 46) C.R.O'DELL and Mark E. Ball : *A model of planetary nebulae NGC 2392 determined from velocity observation 1984 (Rice University USA)*
- 47) D. Weedmann *Electron density in planetary nebulae(1986)*
- 48) Julius H. Cahn: *Observational evolution of the central stars of the planetary nebulae(Dpt of Astronomie University of Illinois 1982)*
- 49) F. Sabbadin A. Bianchi and E. Hamzaoglu : *Internal motion of fourteen planetary nebulae (Asiago Observatory 1984)*
- 50) Steven Nerney: *Stellar winds , fast rotators and magnetic acceleration 1985(Space Sciences Division NASA)*
- 51) R. Louise , JL Juguet : *Monochromatic observations of Butterfly planetary nebulae and the Champagne model 1988 Académie royale de Belgique*
- 52) *Astrosurf/Lombry NGC 2346 (1995)*
- 53) *Astrosurf/Lombry NGC 7354(2005)*
- 53) *Astrosurf/Lombry NGC 2818(2005)*
- 54) *Astrosurf/Lombry NGC, 7009 (2003)*
- 55) *Astrosurf/Lombry NGC 7048 (2003)*
- 56) *Astrosurf/Lombry NGC 2392 (2004)*
- 57) *Astrosurf/Lombry NGC 3132 (2004)*
- 58) *Astrosurf/Lombry NGC 2392(2004)*
- 59) *Astrosurf/Lombry NGC 6751(2005)*
- 60) *Astrosurf/Lombry NGC IC 1714(2000)*
- 61) *Astrosurf/Lombry NGC IC418 (1999)*
- 62) *Astrosurf/Lombry IC 289 (2005)*