

RECHERCHES SUR LES NÉBULEUSES EXTRAGALACTIQUES

I. SUR LA TECHNIQUE DE L'ANALYSE MICROPHOTOMÉTRIQUE DES NÉBULEUSES BRILLANTES

par Gérard DE VAUCOULEURS

(Institut d'Astrophysique, Paris)

SOMMAIRE. — *Étude, préliminaire à un programme d'observations étendu, des problèmes techniques de l'analyse microphotométrique des nébuleuses brillantes.*

Dans la première partie sont étudiées les erreurs systématiques et accidentelles provenant de l'atmosphère, de l'instrument, de la plaque photographique et de son traitement, de l'étalonnage photométrique, de l'enregistrement microphotométrique, du dépouillement des enregistrements et de la réduction des mesures ; description des techniques opératoires permettant d'éliminer ou de réduire ces erreurs.

Dans la deuxième partie sont rapportées et discutées les mesures de 3 nébuleuses elliptiques : NGC 3 115 (E7), 3 379 (E0), 4 649 (E2) et d'une spirale : NGC 4 594 (Sa), effectuées sur des clichés obtenus en lumière bleue ($\lambda \sim 0,43\mu$) au foyer Cassegrain de 12,25 m du télescope de 0,80 m de l'Observatoire de Haute Provence.

Les profils photométriques, $\log B = f(r)$, observés suivant les 2 axes principaux de chaque nébuleuse, permettent de calculer la luminosité intégrée $L_r = \int_0^r B(r)dS$ et, par une extrapolation généralement inférieure à 20 %, la luminosité totale $L_T = \int_0^\infty B(r)dS$.

La courbe de luminosité intégrée relative $k(r) = L_r/L_T$ permet alors de donner une définition, ayant un sens physique précis, des dimensions des nébuleuses : j'appelle dimensions effectives celles de l'isophote, de demi-axes a_e et b_e , englobant 50 % de la luminosité totale ($k = 0,50$) et dimensions totales celles a_T, b_T correspondant à $k = 1$, déterminées par extrapolation.

Les brillances réduites $\mathcal{B} = B/B_e$ des nébuleuses elliptiques sont bien représentées en fonction des dimensions réduites correspondantes $\alpha = a/a_e$ par la formule :

$$\log \mathcal{B} = -3,25 (\alpha^{1/4} - 1),$$

dont le domaine de validité paraît très étendu.

INTRODUCTION

L'étude photométrique des nébuleuses extragalactiques ⁽¹⁾ peut être envisagée de deux points de vue distincts et complémentaires :

- 1° Mesure des magnitudes totales des nébuleuses (photométrie globale).
- 2° Détermination de la répartition des brillances dans les images nébuleuses (analyse microphotométrique).

⁽¹⁾ Le qualificatif d'extragalactiques ne sera pas répété par la suite.

Le premier point de vue, d'une importance évidente pour l'étude de la structure du système métagalactique, a déjà donné lieu à d'importantes entreprises d'observation, en particulier à Harvard (Shapley-Ames Catalogue [1]).

Le second, au contraire, dont l'intérêt est non moins certain [2], n'a encore fait l'objet que d'études fragmentaires portant sur un petit nombre d'objets [3, 4] ; les plus étendues sont dues à HUBBLE [5] et à REDMAN et SHIRLEY [6, 7] ; mais les résultats de ces diverses séries de mesures sont, pour les quelques objets communs, largement discordants [2].

Il paraît donc nécessaire d'entreprendre un programme étendu de recherches dans ce domaine et, en vue de celui-ci, d'examiner d'abord les difficultés d'une analyse photométrique correcte des nébuleuses et de préciser les conditions techniques du problème.

PREMIÈRE PARTIE

ÉTUDE DES ERREURS SYSTÉMATIQUES ET ACCIDENTELLES. TECHNIQUE DES OBSERVATIONS.

Le problème sera limité ici à la détermination des isophotes de l'image nébulaire en unités arbitraires dans le domaine photographique usuel, je laisserai de côté provisoirement la question du rattachement au système des magnitudes stellaires, déjà étudiée par REDMAN [6, 7], ainsi que celle de la colorimétrie. De plus, j'aurai particulièrement en vue l'étude des nébuleuses brillantes ($m < 13$) figurant dans le Shapley-Ames Catalogue [1.]

Même ainsi limité, le problème recèle de multiples difficultés qui vont être examinées à la lumière d'une étude critique des principaux travaux antérieurs [2] et des nouvelles mesures rapportées dans la II^e Partie du présent mémoire.

POSITION DU PROBLÈME

Les difficultés de l'étude photométrique des nébuleuses résultent en grande partie de la structure même des objets étudiés. En effet, les images nébulaires sont le plus souvent caractérisées par une variation considérable de la brillance dans leur étendue, depuis la *région nucléaire* très brillante et très condensée, d'aspect presque stellaire, jusqu'aux *régions extérieures* de très faible éclat, qui vont se perdre dans le voile général du fond du ciel nocturne bien au delà des limites du *corps principal* de la nébuleuse directement visible sur les clichés.

Or, les conditions techniques à remplir pour une étude photographique correcte de ces trois régions sont à bien des égards fort différentes et souvent même contradictoires : le très petit noyau central brillant et son voisinage immédiat, où le gradient

radial de la luminosité est très grand, exige à la fois une image à grande échelle où le pouvoir de résolution soit aussi élevé que possible et, avec une pose très courte, un contraste photographique compensateur très faible ; au contraire, les régions extérieures très étendues et de très faible éclat, où le gradient de la luminosité est extrêmement petit, exigent à la fois une pose très longue et un contraste aussi élevé que possible dans une image à petite échelle couvrant un champ étendu.

Il est donc pratiquement impossible d'étudier complètement une nébuleuse sur un cliché obtenu dans des circonstances données ; il faut dans chaque cas se placer dans les conditions les plus favorables au but particulier poursuivi et raccorder au mieux les résultats dans les régions intermédiaires où la concordance des deux séries de mesures en permettra le contrôle mutuel.

Le présent travail, première partie d'un programme plus étendu, porte essentiellement sur les régions *centrales* (noyau et corps principal) de quelques nébuleuses régulières (spirales et elliptiques) mais les difficultés relatives à l'étude des régions extérieures seront également envisagées, à l'occasion, dans la mesure où elles intéressent les observations actuelles, de caractère largement expérimental.

1. ERREURS PROVENANT DE L'ATMOSPHÈRE. — L'atmosphère terrestre peut intervenir dans les mesures par ses effets d'*absorption* et de *diffusion*, par son *agitation* et par sa brillance (lumière du ciel nocturne).

a) L'influence de l'*absorption* atmosphérique est pratiquement négligeable dans le cas actuel, où l'on envisage seulement la détermination de la distribution des brillances en valeurs relatives à l'intérieur d'objets peu étendus observés à une hauteur suffisante au-dessus de l'horizon. La *diffusion* atmosphérique est presque toujours faible devant celle d'origine instrumentale, qui est envisagée plus loin (§ 2), et dans laquelle elle peut être incluse au point de vue expérimental.

b) L'influence de l'*agitation* atmosphérique n'est importante qu'au voisinage immédiat du noyau. Cette agitation peut être décomposée en deux parties :

1° la *turbulence* proprement dite, rapide et complètement désordonnée,

2° les *réfractions accidentelles*, plus lentes et affectant simultanément toutes les étoiles d'un champ relativement étendu ([13], ch. V).

La première est théoriquement et pratiquement impossible à compenser ; les secondes pourraient l'être au moins partiellement par un guidage très attentif ; mais en pratique leurs effets s'ajouteront en grande partie.

On peut admettre que l'effet global revient à substituer à chaque point de l'image une tache diffuse d'un diamètre extrême de 1" à 2" suivant l'importance de l'agitation, soit 60 μ à 120 μ sur le cliché au foyer Cassegrain de 12,2 m du télescope de 0,80 m de Haute Provence.

c) L'influence de la *lumière du ciel nocturne*, superposée aux images nébulaires, est surtout importante pour les régions extérieures, elle constitue en fait une des difficultés fondamentales du problème.

En effet la brillance propre des nébuleuses, décroissant rapidement vers l'extérieur, devient très vite inférieure à celle du ciel.

Or ces régions de faible brillance, du fait de leur grande extension superficielle, contribuent pour une part considérable à la luminosité totale des nébuleuses. Il est donc indispensable de parvenir à mesurer chaque nébuleuse avec une précision convenable au moins jusque dans les régions dont la brillance s'abaisse au voisinage de 1 % seulement de celle du ciel, à laquelle elle s'ajoute. Si l'on admet que la densité du ciel sur le cliché se place sur la partie rectiligne de la caractéristique d'une plaque développée à $\gamma = 2,3$, la différence de densité D (néb. + ciel) — D (ciel) n'atteint que 0,01. La difficulté d'une telle mesure est évidente.

Cette difficulté est considérablement aggravée par le fait que la densité de la somme nébuleuse + ciel tend vers celle du ciel de façon quasi asymptotique et qu'il est alors très difficile de définir exactement le niveau du fond du ciel sur les enregistrements (§ 7).

Dans le cas actuel de clichés pris au foyer Cassegrain, la lumière du ciel éclaire la plaque non seulement par réflexion sur les miroirs, mais aussi directement par l'ouverture du télescope, et la densité du voile s'en trouve fortement accrue.

Il est facile de calculer l'importance de ce voile : il est dans le cas actuel supérieur de 3 magnitudes environ au ciel normal ; en fait la brillance apparente du fond du ciel sur les clichés a été trouvée voisine de 17,5 mag/sec² (2).

Les clichés obtenus dans ces conditions sont donc mal adaptés à l'étude des régions extérieures des nébuleuses ; mais ils se prêtent en revanche très bien à l'analyse détaillée des régions nucléaires brillantes enregistrées ainsi à grande échelle et avec un contraste réduit.

2. ERREURS PROVENANT DE L'INSTRUMENT. — L'instrument peut intervenir à son tour par les effets de la *diffraction* (ouverture du tube et supports du petit miroir) et de ses *aberrations* résiduelles, par les défauts de *focalisation* et les erreurs de *guidage*, par la *lumière parasite* (diffusion et reflets), enfin par sa *sélectivité* et éventuellement la limitation de son *champ de pleine lumière*.

a) L'influence de la *diffraction* se manifeste de plusieurs façons :

1° à *courte distance*, par le disque d'Airy, où se trouvent concentrés environ les 3/4 de la lumière ; le rayon du premier anneau noir a pour valeur $11''/D$ (cm) vers $\lambda \sim 4\,300 \text{ \AA}$, en négligeant l'effet de l'obturation centrale, ce qui correspond pour $D = 80 \text{ cm}$ à $0'',14$ environ, soit 8μ pour $f = 12,2 \text{ m}$;

2° à *moyenne distance*, par les anneaux entourant le disque central, dont la brillance *moyenne*, décroissant approximativement comme le carré de la distance au centre

(2) Le ciel était probablement plus brillant que la normale à l'époque des observations (mars 1946) (voir II^e Partie).

de la tache, s'abaisse à 1 % de la brillance centrale vers $13''/D$ et 0,1 % vers $35''/D$, soit, pour $D = 80$ cm ($f = 12,2$ m), respectivement $0'',16$ (9μ) et $0'',44$ (26μ);

3° à *grande distance* par les rayons en croix dus aux tiges supports du petit miroir ; cet effet a le grave inconvénient d'affecter seulement quatre directions particulières et de se faire sentir souvent très loin du centre de l'image ; à ce point de vue l'emploi du diaphragme d'ouverture profilé de A. COUDER [9] serait avantageux.

En ce qui concerne les clichés actuels, obtenus avec le support en croix habituel du télescope de 80 cm, on a pu s'assurer par l'observation d'étoiles brillantes que les mesures nébulaires ne sauraient être sensiblement affectées par cet effet.

b) L'influence d'un *défaut de focalisation* dépend essentiellement de l'importance de l'écart du plan de la plaque par rapport au plan focal et plus précisément de la différence de marche correspondante entre les rayons centraux et marginaux.

Si cette différence de marche reste inférieure à $\lambda/4$, l'effet sera à peu près négligeable ; mais si la différence de marche atteint 1 longueur d'onde, la tache d'Airy sera remplacée par la première figure à centre noir, dont la largeur totale est environ le double de la précédente ([8], § 34), soit un rayon de l'ordre de $22''/D$ ($0'',28$ et 16μ).

Avec un rapport d'ouverture de $f/6$ (foyer Newton) et pour $\lambda \sim 0,43 \mu$, les erreurs de focalisation correspondantes seraient de 0,02 et 0,08 mm seulement ; sauf peut-être dans des circonstances exceptionnellement favorables, il est à peu près impossible de mettre et de maintenir au point un grand réflecteur avec une telle précision.

A ce point de vue encore, l'intérêt du foyer Cassegrain pour l'analyse des régions nucléaires des nébuleuses est très net. En effet les écarts s'élèvent à 0,2 et 0,8 mm avec le rapport d'ouverture utilisé ($f/15$) ; il est peu probable que les erreurs ou variations de mise au point pendant les poses aient dépassé notablement en moyenne la deuxième de ces valeurs au cours des observations actuelles⁽³⁾. Le rayon de la partie centrale de la figure de diffraction serait donc compris entre $0'',14$ et $0'',28$, soit à 8 à 16μ .

c) L'influence des petites *aberrations géométriques* éventuelles du miroir (mame-lonnage, déformations locales thermiques ou mécaniques) est sans doute négligeable.

Celle de la *coma* et de l'*astigmatisme* peut au contraire devenir sensible et gênante dans le cas des nébuleuses étendues, surtout lorsque l'observation est faite au foyer Newton : la longueur totale (radiale) de la tache d'aberration (dans ce cas la coma est presque pure) s'élève en effet, pour une ouverture relative de $f/5$, à $2'',3$ à $5'$ de l'axe et $4'',7$ à $10'$ ([8], § 54) ; de ce fait le centrage de l'instrument doit être aussi très précis (à 1 mm près).

Au contraire au foyer Cassegrain, à $f/15$, la coma s'élève à $0'',3$ et $0'',6$ seulement aux

(³) La remise au foyer à la lame de couteau était effectuée toutes les 90 minutes environ, à chaque changement de nébuleuse ; les variations de tirage constatées s'élevaient à $\pm 1,2$ mm en moyenne ; cela correspond à un déplacement de l'ordre de 0,8 mm pendant la durée des poses longues, si l'on admet la continuité dans le temps des variations observées.

mêmes distances de l'axe et le centrage peut être beaucoup moins rigoureux; l'astigmatisme deviendrait toutefois important loin de l'axe. Dans le cas actuel le champ était limité par un diaphragme circulaire de 35 mm de diamètre, soit à peine 5' de rayon.

L'avantage considérable du foyer Cassegrain pour l'étude des régions nucléaires est encore manifeste.

d) L'influence des erreurs de *guidage* est beaucoup plus grave, particulièrement du fait qu'elle s'exerce presque toujours plus fortement dans une direction déterminée, celle des ascensions droites. La grande échelle des images obtenues au foyer Cassegrain facilite la mise en évidence de cet effet; comme il est surtout gênant pour l'étude de la petite région nucléaire brillante et condensée de l'image nébulaire, le mieux est d'effectuer l'étude de cette région sur un cliché à pose très courte, pendant laquelle on s'efforce d'effectuer un guidage aussi précis que possible.

Dans le cas actuel, la durée choisie pour les poses courtes était de 5 minutes; mal-

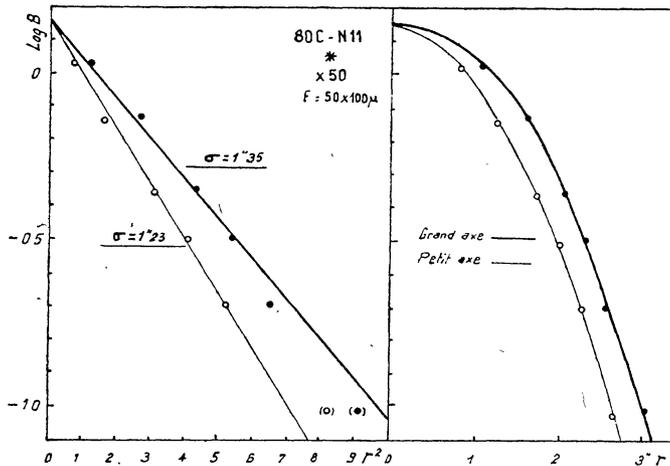


FIG. 1. — Profil photométrique d'une étoile faible; influence des erreurs de guidage.

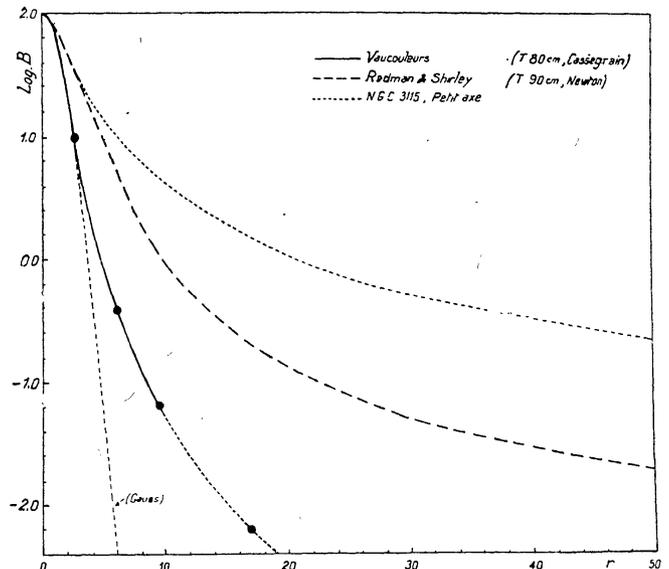


FIG. 2. — Profil photométrique des étoiles brillantes; influence de la diffusion éloignée.

gré cela les images d'étoiles de magnitudes comparables à celles des noyaux nébulaires restent sensiblement allongées. Dans un cas représentatif par exemple (Cl. N 11), la différence des demi-axes des isophotes allongées d'une telle image stellaire, déduite des enregistrements au microphotomètre, s'élève à $0'',33$ (soit 19μ), pour une tache de rayon moyen voisin de $1'',5$ (fig. 1). Cette valeur indique des élongations accidentelles en AR de l'ordre du diamètre du faux disque de part et d'autre du fil.

La façon de tenir compte de cet allongement sera étudiée ultérieurement.

e) L'influence de la *lumière parasite* peut se manifester de deux façons bien distinctes :

1° Une *diffusion* à grande distance due aux multiples petits défauts de surface des miroirs (piqûres de l'argenture, fines rayures, dépôt de poussières,...), qui diffrac-

tent la lumière en tous sens. L'erreur qui peut en résulter dépend essentiellement de l'état du miroir. La figure 2, établie à l'aide des données de la figure 1 prolongées pour $\log B < 1$ par des mesures de diamètres effectuées sur des images d'étoiles brillantes de magnitudes connues, montre que cette diffusion éloignée était, sur les clichés actuels, beaucoup plus faible que sur ceux obtenus par REDMAN et SHIRLEY au foyer Newton du télescope de 90 cm de Cambridge et l'on verra (II^e partie, § 4) que son influence sur les mesures est tout à fait négligeable.

2° Des *reflets* gênants, dus à des réflexions parasites, soit sur les parois du tube du télescope, soit au foyer Cassegrain, sur celles de la « cheminée » insérée dans le trou central du grand miroir.

Ces reflets peuvent introduire, si l'on n'y prend garde, des erreurs considérables sur les régions extérieures des nébuleuses dont l'excès de brillance vis-à-vis du fond du ciel est du même ordre de grandeur, sinon inférieur. Ils sont d'autant plus dangereux qu'ils passent pratiquement inaperçus, au simple examen, sur les négatifs originaux et qu'ils ne se manifestent sur les enregistrements que par des variations progressives de la densité du fond, difficiles à distinguer de celles dues aux erreurs locales photométriques inévitables de l'émulsion (§ 4-c) et à la présence des régions extérieures des nébuleuses elles-mêmes.

Ils ont été mis en évidence sur les clichés actuels par contretypes successifs sur plaques lentes à grand contraste, obtenus dans des conditions assurant une parfaite homogénéité de l'éclairage.

Ces opérations ont fait apparaître sur tous les clichés étudiés les mêmes irrégularités consistant essentiellement en trois bandes diffuses parallèles, de 1' de largeur environ, traversant le champ de part en part et symétriquement disposées par rapport à un reflet central bien net et plus brillant de 45" de diamètre.

Les bandes diffuses sont difficiles à retrouver sur les enregistrements, mais le reflet central est bien marqué sur ceux obtenus avec une grande déviation (300 à 400 mm) et un faible grandissement linéaire ($\times 10$) : sa densité par rapport au fond (Cl. N 12, pose 1 h.) n'atteint pas 0,02, ce qui correspond à une différence m (fond) — m (fond + reflet) de 0,015 magnitude au plus, quantité encore importante vis-à-vis de la brillance des régions extérieures des nébuleuses.

La brillance des reflets en bande qui ne sont pas sûrement décelables sur les enregistrements n'atteint très probablement pas le tiers de la valeur précédente, soit moins de 0,005 en densité, correspondant à quelques millièmes de magnitude seulement.

La symétrie des reflets par rapport au centre a permis de les corriger efficacement, simplement en complétant chaque enregistrement nébulaire par celui du fond du ciel suivant une ligne symétrique par rapport au centre du champ et en s'inspirant du tracé obtenu pour la détermination de celui relatif à la nébuleuse (cf. fig. 6).

f) La *sélectivité* de l'instrument intervient pour définir le domaine spectral utilisé. Pour les mesures actuelles il suffira d'indiquer qu'elles se rapportent au domaine photo-

graphique ordinaire défini par l'emploi d'un réflecteur à deux miroirs *argentés* et de plaques non chromatisées (« Superfulgur » Guilleminot) exposées sans filtre sélecteur.

g) Enfin, la limitation du *champ de pleine lumière* n'a joué aucun rôle dans les mesures actuelles portant sur des aires de moins de 5' de rayon.

3. ERREURS PROVENANT DE LA PLAQUE PHOTOGRAPHIQUE. — La propriété essentielle de la couche sensible au point de vue actuel est sa *granularité*, dont résultent d'une part la diffusion de la lumière donnant lieu à l'*irradiation* photographique, d'autre part la *granulation* de l'image ; à cela s'ajoutent éventuellement les effets du halo photographique.

Ces phénomènes sont eux-mêmes affectés par les circonstances du *traitement* de la couche sensible (§ 7).

a) L'*irradiation* photographique substitue à chaque point de l'image optique une tache diffuse, à l'intérieur de laquelle l'éclairement décroît à peu près exponentiellement.

L'importance de l'erreur due à cette diffusion sur les profils photométriques nébuleux dépend essentiellement de la valeur *vraie* (qui est inconnue) du gradient de la luminosité dans les régions nucléaires ; sa valeur maximum *apparente*, observée sur le petit axe de NGC 3115, est, à 3" du centre, d'environ 0,5 magnitude par seconde d'arc (1" = 60 μ au foyer Cassegrain), soit 8 à 9 magnitudes par millimètre : la valeur réelle doit être nettement plus élevée et d'autant plus qu'on envisage des points plus voisins du centre.

Or d'après quelques données expérimentales, on peut admettre que l'influence de l'irradiation photographique reste à peu près négligeable, au point de vue actuel, tant que le gradient (vrai) de la luminosité reste inférieur à 10 magnitudes par millimètre, mais qu'elle devient importante, lorsqu'il dépasse 2 à 3 fois cette valeur ; ce qui, dans les nébuleuses, sera généralement le cas à moins de 3" ou 4" du centre au foyer Cassegrain (12,2 m), limite s'élevant à une dizaine de secondes au foyer Newton (4,8 m).

L'avantage de la grande longueur focale pour l'analyse des régions nucléaires des nébuleuses apparaît donc ici considérable.

b) La *granulation* de l'image développée se traduit par des fluctuations de la densité optique du négatif, dont l'amplitude est à peu près proportionnelle au rapport de l'aire projective moyenne du grain à l'aire du spot explorateur du microphotomètre.

Pour les mesures actuelles, deux cas extrêmes sont à considérer.

1° Sur les clichés à *courte* pose (5 min.) la densité du fond du ciel est faible (voisine de 0,1) et les dimensions du spot explorateur sont aussi réduites que possible (de l'ordre de $50 \times 100 \mu^2 = 0",8 \times 1",7$; cf. § 6 a) ; dans ces conditions l'écart quadratique moyen sur la transmission T du cliché, mesuré sur les enregistrements, s'élève à 2,2 % environ, ce qui correspond à peu près à $\Delta D = 0,43 \Delta T / T \simeq 0,01$ en densité, soit enfin 6 % sur l'éclairement dans l'image de la nébuleuse superposée au ciel.

Seules sont donc bien mesurables dans ces conditions les régions très voisines du noyau.

Il semblerait aussi d'après cela que l'erreur moyenne sur la brillance maximum centrale des nébuleuses, rapportée à celle du fond du ciel, puisse s'élever à 8 % environ ; mais en réalité il faut ici tenir compte du « sentiment » de la continuité dont bénéficie le tracé de la courbe d'interpolation moyenne au milieu des fluctuations de l'enregistrement. L'influence des écarts accidentels peut être ainsi sensiblement réduite par rapport aux valeurs précitées (voir II^e partie, § 7).

2° Sur les clichés à *longue* pose (1 heure), la densité du fond du ciel s'élève à 0,5 environ et celle du centre des nébuleuses est comprise entre 0,5 et 1 par rapport à ce fond. Le plus grand spot utilisé pour explorer ces clichés mesure $125 \times 750 \mu^2$ et l'écart quadratique moyen sur la transmission T du fond, mesuré sur les enregistrements, s'abaisse à 0,8 % environ, correspondant à $\Delta D \simeq 0,004$, soit aussi 0,4 % sur l'éclairement dans l'image.

Les profils photométriques nébulaires pourront donc être mesurés jusque dans les régions dont la brillance propre n'est plus que quelques millièmes de celle du fond, c'est-à-dire à peu près cinq fois plus loin que sur le cliché à pose courte.

c) Le *halo* photographique peut être suffisamment réduit pour n'avoir plus qu'une influence négligeable. Ceci a été vérifié sur un cliché exposé 3 minutes sur Sirius, lequel ne présente que de faibles traces de halo, alors que le centre de l'image est inversé par solarisation.

4. ERREURS PROVENANT DU TRAITEMENT PHOTOGRAPHIQUE. — Les circonstances du traitement de la couche sensible et en particulier du *développement*, dont dépendent principalement le *contraste* de l'image développée, les *effets de voisinage* et les *erreurs locales* photométriques, jouent également un rôle dont il convient de souligner l'importance ; il y a lieu aussi de tenir compte éventuellement de l'influence de l'*évolution de l'image latente* (cf. § 5).

a) Le *facteur de contraste* et le *noircissement* dans l'image développée peuvent varier dans de larges limites en fonction de la durée d'exposition, de la durée de développement et du type de révélateur.

Or les conditions favorables à l'étude des régions centrales brillantes, où le gradient de luminosité est élevé, diffèrent considérablement de celles qui conviennent à l'étude des régions extérieures, très faiblement lumineuses et de très faible gradient : les premières exigent une exposition de courte durée associée à un développement « doux » contribuant à réduire le noircissement et son gradient dans l'image développée de la région nucléaire ; les secondes au contraire appellent une pose de longue durée et un développement « dur », concourant à l'accroissement du gradient du noircissement dans l'image des régions extérieures.

Dans le cas actuel, les régions centrales ont été étudiées sur des clichés exposés

5 minutes et développés (au pinceau, 5 min. à 19-20° C) dans un révélateur au génol-hydroquinone « doux » donnant une densité centrale maximum de l'ordre de 0,5 (0,3 à 0,7 suivant les objets) et un gamma *maximum* utile de l'ordre de 1 à 1,5 ; les régions extérieures sur des clichés exposés 1 heure et développés (dans les mêmes conditions) dans un révélateur « dur » donnant, pour le fond du ciel, une densité de l'ordre de 0,5 et un gamma *minimum* utile de l'ordre de 2,0 à 3,0.

b) Les *effets de voisinage* se réduisent ici à l'*effet Eberhard* susceptible d'intervenir au voisinage du noyau.

La grandeur de l'erreur causée par cet effet dépend essentiellement de la valeur du gradient radial de la luminosité dans l'image *photographique* active, c'est-à-dire dans l'image optique perturbée par la diffusion de la lumière dans l'émulsion.

On montrerait aisément que cet effet ne peut être que très faible, sinon tout à fait négligeable, sur les clichés obtenus au foyer Cassegrain dans les conditions précédentes ; en tout état de cause il ne saurait être dissocié des divers effets beaucoup plus importants agissant en sens contraire (diffraction, irradiation,...) auxquels il se superpose.

c) Les *erreurs locales* ont des causes multiples que j'ai étudiées par ailleurs [10, 11]. J'ai montré, en particulier, qu'elles peuvent être corrigées à l'aide de plages de contrôle convenablement réparties. Dans le cas actuel le voile dense ($d \sim 0,5$) donné par la lumière du fond du ciel sur les clichés à longue pose peut jouer ce rôle de façon convenable. Sur les clichés à courte pose la densité de ce voile ($d \sim 0,1$) est un peu faible, mais l'extension mesurable de l'image nébulaire est alors assez réduite pour minimiser l'influence des erreurs locales.

On peut évaluer comme suit l'ordre de grandeur des erreurs qui s'introduisent, du fait des erreurs locales, dans le tracé du fond continu définissent le niveau de densité du voile général du ciel nocturne auquel sont rapportées les mesures de l'enregistrement nébulaire :

1° Si le tracé est effectué par simple interpolation linéaire entre les « ailes » de l'enregistrement de plus faible grandissement ($\times 10$; cf. § 7), distantes de 20 cm environ en général, soit 2 cm, sur le cliché, l'erreur maximum, au centre, sera, en moyenne, de l'ordre de $\pm 0,02$ magnitude. Vers les « ailes » de l'enregistrement, à 7 ou 8 cm du centre (7 ou 8 mm sur le cliché = 2' au foyer Cassegrain), l'erreur sera encore de l'ordre de $\pm 0,01$ mag., c'est dire que l'image nébulaire ne sera mesurable de façon convenable que dans les régions dont la brillance propre dépasse 1 % de la brillance apparente du ciel.

2° Si au contraire, comme c'est le cas pour les clichés actuels, le tracé du fond interpolé a été effectué par comparaison avec le fond enregistré sur une piste parallèle et distante de 1 cm au plus, comme il a été expliqué au § 2 (cf. fig. 6), l'influence des erreurs locales se trouve notablement réduite par rapport au cas précédent, comme on le conçoit aisément. Le calcul exact de l'erreur résiduelle n'est guère possible, mais l'expérience suggère qu'elle pourrait être pratiquement de l'ordre du tiers de celle du premier

cas, soit respectivement de l'ordre de 1 % vers le centre et de quelques millièmes vers les ailes.

5. ERREURS PROVENANT DE L'ÉTALONNAGE PHOTOMÉTRIQUE. — De nouvelles erreurs peuvent s'introduire au cours de cette opération, qui tiennent d'une part au *dispositif d'étalonnage* lui-même (calibrage photométrique, dimensions et disposition des plages d'étalonnage sur le cliché, couleur de la source de lumière), d'autre part aux *conditions d'exposition* du cliché (époques et durées des poses d'observation et d'étalonnage, température et humidité ambiantes).

a) *Le dispositif d'étalonnage* d'abord doit fournir des plages aussi semblables que possible aux images nébulaires à mesurer.

Pour les mesures actuelles, l'étalonnage des clichés a été effectué à l'aide d'un sensitomètre à tubes donnant 12 plages de 5 mm de diamètre, couvrant un intervalle de 4 magnitudes et disposées, dans un ordre arbitraire, sur un cercle de 50 mm, concentrique au champ étudié (fig. 3, en hors texte). Dans ces conditions, les erreurs locales introduisent sur les points successifs de la courbe d'étalonnage des erreurs accidentelles s'élevant à quelques centièmes de magnitude en moyenne et l'erreur systématique correspondante sur la pente de la partie utile de la caractéristique est de l'ordre du centième.

Les valeurs géométriques des éclaircissements, résultant de plusieurs séries de mesures indépendantes des orifices du sensitomètre, ont été adoptées ; elles définissent une échelle probablement correcte à 1 ou 2 pour 100 près, d'après quelques comparaisons avec la séquence polaire effectuées par Mr FEHRENBACH.

Enfin la couleur de la source servant à l'étalonnage (lampe à incandescence à basse tension alimentée par des accumulateurs au plomb) était rendue très voisine de celle des nébuleuses par filtrage de sa lumière à travers un filtre bleuté (Wratten 78).

b) *Les conditions d'exposition* du cliché sur le ciel et à l'étalonnage ont sans doute une influence plus considérable et de ce point de vue des procédés incorrects mis en œuvre dans le passé ont pu causer certaines des discordances constatées entre les résultats des divers observateurs [2].

En effet, lorsque la pose d'étalonnage n'est pas simultanée à celle sur la nébuleuse, divers effets photographiques peuvent encore intervenir pour introduire des erreurs éventuellement importantes :

1° Tout d'abord les *durées* des deux poses doivent être sensiblement égales, car la pente et même la forme des caractéristiques à éclaircissement variable varient fortement suivant le temps de pose.

Dans le cas actuel on évitait toute erreur de ce fait en adoptant exactement les mêmes temps de pose à l'étalonnage et sur le ciel.

2° Ensuite les *conditions ambiantes* de température et d'humidité doivent être aussi semblables que possible, en raison de l'influence connue de ces facteurs sur la sensibilité et aussi sur la forme des caractéristiques.

D'après quelques données expérimentales il semble que des écarts de quelques degrés entre la température dans la coupole et celle du laboratoire d'étalonnage n'auraient qu'une influence négligeable sur le gamma.

D'autre part, comme une émulsion sensible met généralement plusieurs heures à se mettre en équilibre avec l'humidité ambiante, il est probable que de petites différences entre l'humidité de l'air de la coupole et celui du laboratoire peuvent être tolérées sans inconvénients.

En pratique, au cours des observations actuelles, les clichés, préalablement hypersensibilisés par traitement à la vapeur de mercure (24 h, 25° C, 50 %), étaient conservés avant emploi au moins 3 heures (et souvent plus longtemps, jusqu'à 4 jours) dans le laboratoire d'étalonnage, dont la température et l'humidité étaient peu variables ($t = 6-8^{\circ}$ C, $f = 70-80$ %) et assez voisines de celles régnant dans la coupole. Après exposition sur le ciel, ils étaient immédiatement reportés dans ce laboratoire et aussitôt exposés derrière le sensitomètre. Dans ces conditions, les variations de température et d'humidité de l'émulsion entre les deux poses ne pouvaient être que très faibles et leur influence assurément négligeable.

3° Enfin les *époques* des deux poses doivent être aussi voisines que possible, afin que la différence des *évolutions des images latentes* soit pratiquement négligeable.

Dans le cas actuel, les clichés de la nuit étant développés le lendemain dans l'après-midi, le délai de développement T variait de 10 à 18 heures environ et la différence ΔT des âges des 2 poses maximum, pour les poses longues, était au plus de 1 h. 10 m ; on montrerait aisément que l'erreur correspondante sur la pente de la caractéristique est certainement bien inférieure à 1 % et par suite tout à fait négligeable.

6. ERREURS PROVENANT DE L'ENREGISTREMENT MICROPHOTOMÉTRIQUE. — Au cours de cette opération, de nouvelles erreurs, non négligeables, peuvent encore s'introduire, qui proviennent principalement des *caractéristiques optiques* de l'appareil (dimensions du *spot explorateur*, *lumière parasite*), de ses *caractéristiques mécaniques et électriques* (*inertie* du galvanomètre, *défaut de fidélité* du système récepteur), enfin de ses *conditions d'emploi* (localisation des pistes explorées par rapport à l'image).

a) Les *caractéristiques optiques* essentielles du microphotomètre à considérer ici sont :

1° les *dimensions du spot explorateur*, qui doivent être judicieusement choisies ; il est en effet important d'adopter des dimensions différentes pour l'exploration des régions centrales et des régions extérieures : les premières exigeant avant tout un spot assez petit pour ne pas réduire le pouvoir de résolution, les secondes un spot assez grand pour réduire fortement l'amplitude des fluctuations du noircissement, le gradient de la luminosité étant, dans ces régions, assez faible pour n'être pas perturbé par l'étendue du domaine d'intégration. Les dimensions minima, utilisées pour l'exploration des régions nucléaires, ont été déterminées par comparaison avec les profils

photométriques apparents des images de petites étoiles enregistrées suivant un diamètre avec des spots de différentes dimensions (fig. 4). On voit qu'avec les dimensions adoptées pour le spot, voisines de $50 \times 100 \mu^2 = 0",8 \times 1",7$, le profil photométrique des images nébulaires, toujours beaucoup moins aigu que celui des images stellaires, n'est pratiquement pas perturbé; mais comme il a été indiqué au § 3b, seules les régions très voisines du centre sont bien mesurables dans ces conditions.

Pour l'exploration des régions extérieures, les dimensions maxima permises par le microphotomètre utilisé, soit $125 \times 750 \mu^2$, ont été employées.

Dans les deux cas, la plus grande dimension du spot était perpendiculaire à la direction d'enregistrement et tangente aux isophotes.

Quant au grandissement linéaire, il doit être choisi, compte tenu des dimensions du spot, en fonction de la déviation maximum dont l'influence est considérable (cf. § 7).

En pratique, les grandissements utilisés étaient $\times 50$ (régions nucléaires), $\times 20$ et $\times 10$ (régions extérieures) et les déviations correspondantes de l'ordre de 50, 100 et 400 mm.

2° *Influence de la lumière parasite* (effet SCHWARZSCHILD-VILLINGER).

A l'époque où les premiers clichés discutés ici furent enregistrés, les microphotomètres de l'Institut d'Astrophysique n'étaient pourvus que d'une seule fente, servant à la fois à éliminer la lumière parasite et à délimiter les dimensions du spot extérieur dans l'image agrandie ($\times 8$) d'un filament rectiligne projeté directement sur le cliché.

Dans les cas défavorables (images petites et denses sur fond très clair), l'influence de la lumière parasite était très évidente; dans le cas actuel il ne paraît pas, d'après les indications de la figure 4, que cet effet ait notablement affecté les enregistrements, même dans les régions centrales des images.

b) *Les caractéristiques mécaniques et électriques* du microphotomètre susceptibles d'intervenir sont :

1° *L'inertie du galvanomètre*, si son amortissement est mal réglé, et la vitesse d'enregistrement trop grande.

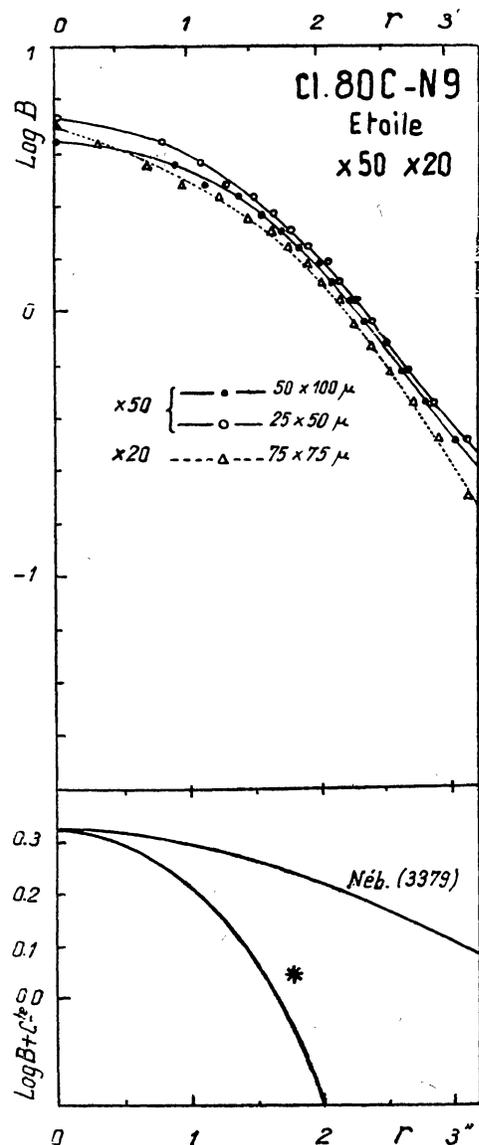


FIG. 4. — Choix du spot explorateur; profils comparés d'une étoile et d'un noyau nébulaire.

Dans le cas actuel même les enregistrements des images stellaires, où le gradient de la densité est beaucoup plus élevé, apparaissent parfaitement symétriques. L'erreur due à l'inertie du galvanomètre est donc assurément négligeable. Il n'en est pas toujours de même pour :

2° Le *défaut de fidélité* du récepteur photoélectrique qui, d'après de très nombreuses mesures comparatives effectuées à l'occasion d'un autre travail, peut introduire des erreurs dépassent parfois $\pm 0,01$ sur la densité par rapport au fond ; ceci est simplement mis en évidence par retournement du cliché (rotation de 180° dans son plan) et enregistrement de la même piste dans les deux sens opposés. En pareil cas un remède simple et assez efficace a consisté à adopter la moyenne des profils obtenus dans les deux sens.

c) *La localisation de la piste explorée* par rapport à l'image nébulaire est aisée dans le cas des nébuleuses elliptiques, dont il suffit d'enregistrer les deux axes principaux.

Dans le cas des spirales à structure complexe le nombre des enregistrements nécessaires et la longueur du dépouillement deviendraient prohibitifs ; seuls les axes principaux ont été enregistrés.

d) *La mesure des plages d'étalonnage* n'offre pas de difficulté particulière ; elle pourrait être faite par enregistrements, mais dans le cas actuel leur disposition circulaire ne s'y prêtant pas, il a paru suffisant de l'effectuer par lecture directe des déviations obtenues avec la fente la plus large ($125 \times 750 \mu^2$), ces déviations étant ensuite rapportées à celle donnée par le fond du ciel loin de la nébuleuse (cf. § 8). L'influence des écarts accidentels liés à la granulation est alors assez importante, mais, comme le montre la figure 8, la *pente* de la courbe d'étalonnage, qui seule importe en définitive, ne s'en trouve pas notablement affectée.

7. ERREURS PROVENANT DU DÉPOUILLEMENT DES ENREGISTREMENTS. — Je désignerai ici par « dépouillement » l'ensemble des opérations préparatoires qui doivent être effectuées sur les enregistrements avant d'en entamer la mesure proprement dite, c'est-à-dire les tracés de la *ligne du zéro*, du *profil nébulaire* et enfin celle du *fond du ciel*.

Cette phase du travail, qui peut sembler, à première vue, d'une importance secondaire et dépourvue de difficulté, est, en réalité, la plus délicate de toutes et c'est sans doute là, comme je l'ai déjà indiqué [2], qu'il faut chercher l'une des sources principales des grandes divergences constatées entre les résultats des différents observateurs. C'est en effet, ainsi qu'on va le préciser, la seule de toutes les opérations successives conduisant de la nébuleuse au profil photométrique final, où puisse intervenir la *subjectivité de l'opérateur* et elle joue malheureusement là un rôle déterminant, qui peut suffire à modifier totalement le profil obtenu, et spécialement dans les régions extérieures de la nébuleuse.

1° *Le tracé de la ligne du zéro* n'offre pas de difficulté spéciale tant que les déviations

ne sont pas trop petites ($\delta > 10$ mm), ce qui a été le cas pour tous les clichés actuels.

2° *Le tracé du profil nébulaire moyen* exige un peu plus d'attention, particulièrement dans les régions extérieures de faible densité (les « ailes » de l'enregistrement), où les fluctuations de la transmission prennent une plus grande importance. La difficulté est comparable à celle qui se présente, en spectrophotométrie, pour les raies larges à ailes étendues, à cela près que, dans le cas de la nébuleuse une petite erreur donnée sur le tracé des ailes a une beaucoup plus grande importance que dans le cas de la raie, parce que la raie n'a qu'une seule dimension (en λ), alors que la nébuleuse (telle que nous la voyons en projection) en a deux.

Mais la cause d'erreur de beaucoup prépondérante est :

3° *Le tracé du fond du ciel*, auquel est nécessairement rapporté celui de la nébuleuse. En effet, alors que le tracé nébulaire s'appuie sur une courbe réelle qui figure sur l'enregistrement et à travers les fluctuations de laquelle il suffit de tracer au mieux un profil moyen, celui qui doit figurer le noircissement qui *aurait* été produit par la seule lumière du ciel à l'emplacement même de la nébuleuse (le « fond continu » sous-jacent dans le cas d'une raie spectrale) ne peut se fonder que sur l'appréciation de l'observateur déterminant à l'estime à quelle distance du centre le profil nébulaire cesse de monter et atteint un niveau de densité sensiblement constant. Mais, en réalité, cette *appréciation* est tout à fait *arbitraire*, car les régions extérieures de la nébuleuse viennent se « fondre » insensiblement, de façon quasi-asymptotique, dans la luminosité générale du ciel nocturne, sans qu'il soit jamais possible de leur assigner une limite quelconque bien définie.

A cette difficulté de principe s'ajoute celle, non moins grave, résultant des erreurs locales qui, superposées à l'ensemble du champ, déforment de façon progressive et arbitraire le niveau moyen de densité des ailes et du fond et introduisent de ce fait une incertitude supplémentaire.

Par suite de cet état de choses, l'observateur peut être très facilement conduit à commettre d'importantes erreurs dont le sens dépendra principalement des caractéristiques de l'enregistrement :

α) Si l'enregistrement a été effectué avec un fort grandissement linéaire ($\times 20$ à $\times 50$ par exemple) et une petite déviation (50 à 100 mm), la pente du profil devient rapidement très faible dès que l'on s'écarte du centre et l'observateur jugera atteint le niveau constant du fond du ciel beaucoup trop près du centre ; il sera ainsi amené à adopter un niveau de référence trop bas : celui de la droite joignant les deux pseudo-paliers (fig. 5).

β) Si au contraire l'enregistrement a été obtenu avec un faible grandissement linéaire ($\times 5$ à $\times 10$ par exemple), et une grande déviation (200 à 400 mm), les erreurs locales, qui deviennent alors appréciables du fait de l'importance de la déviation et de l'étendue explorée du cliché, peuvent, en se superposant aux ailes du profil nébulaire, conserver à celles-ci une pente fictive notable à une très grande distance du

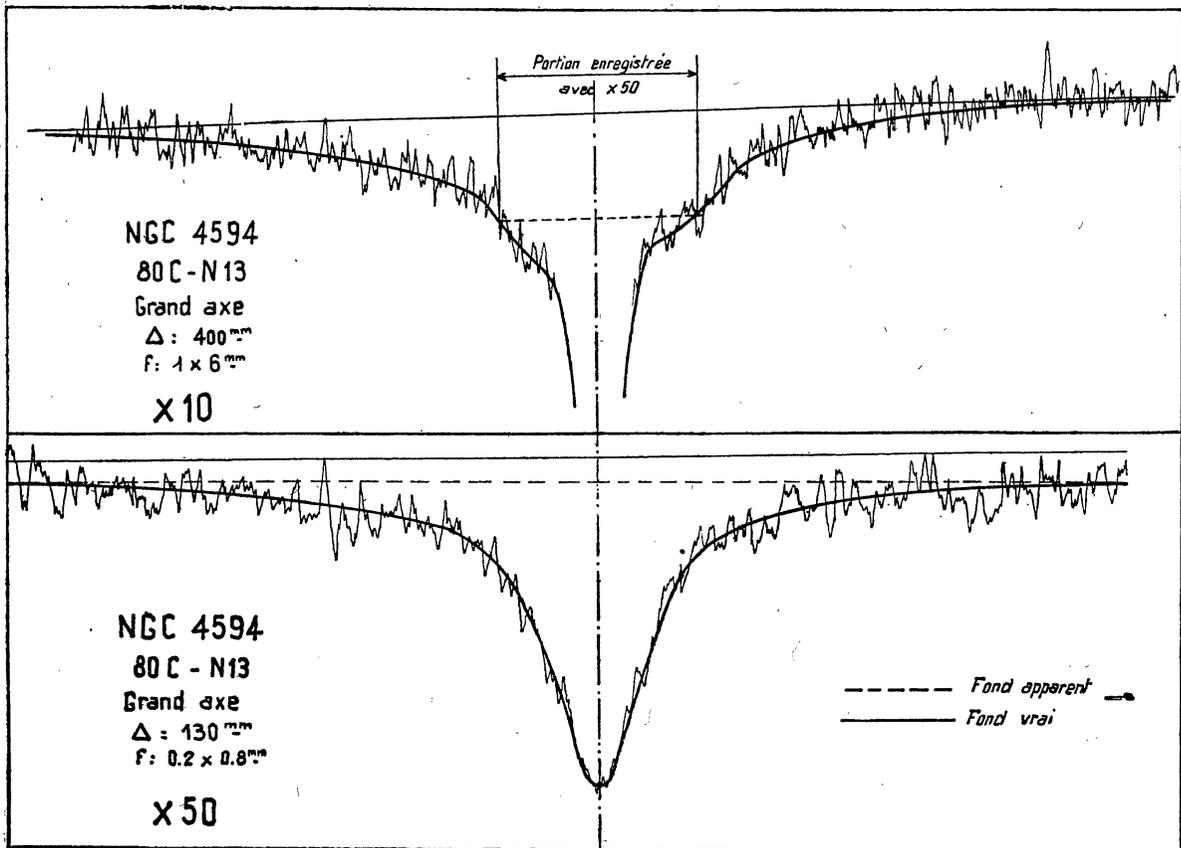


FIG. 5. — Erreur sur le tracé du fond dépendant du grandissement et de la déviation sur l'enregistrement.

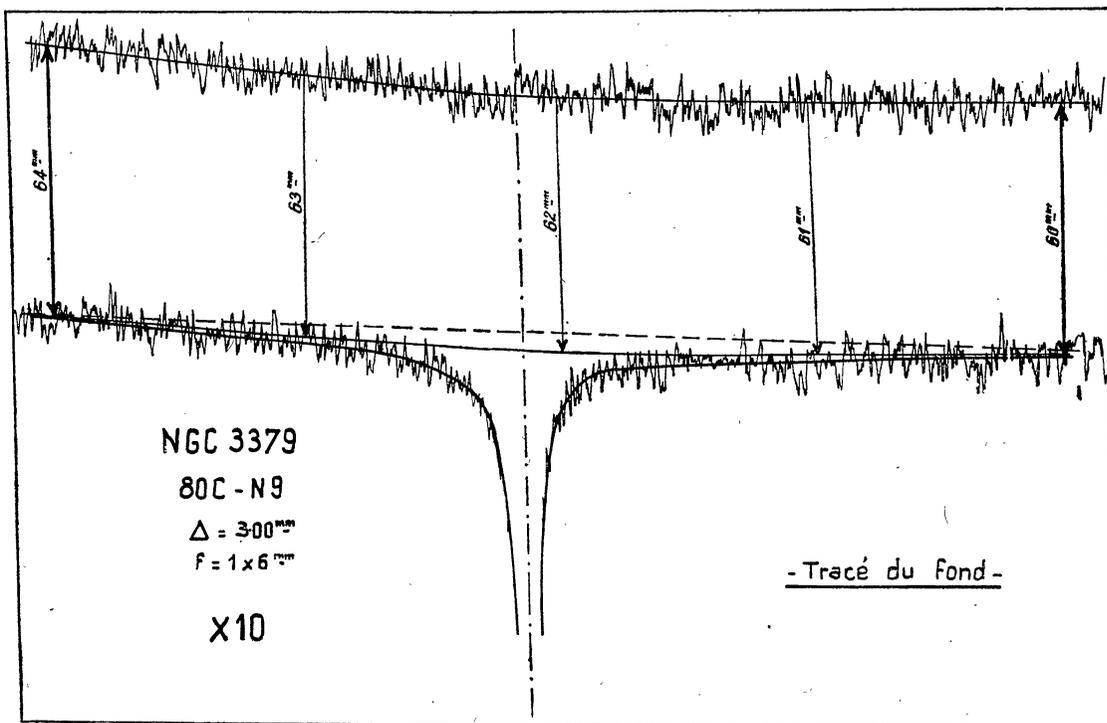


FIG. 6. — Tracé du fond par interpolation linéaire (tirets) ou par comparaison avec le fond enregistré sur une piste parallèle ; correction des erreurs locales.

centre ; l'observateur peut être ainsi conduit, comme le montre la figure 6, à faire l'erreur inverse de la précédente, c'est-à-dire à placer trop haut son niveau de référence.

L'expérience montre que les erreurs maxima qui peuvent s'introduire de ce fait sont de l'ordre de $\pm 3\%$ sur la déviation relative au fond, soit $\pm 0,013$ sur la densité ; cette erreur, en apparence minime, suffit à modifier complètement le profil photométrique des régions extérieures des nébuleuses. La figure 7 montre par exemple les profils obtenus pour la nébuleuse elliptique NGC 3 379, de type EO, lorsqu'on adopte pour le fond du ciel des niveaux différant de $\pm 3\%$ d'un certain niveau de référence considéré comme exact.

Un soin tout particulier a donc été apporté à l'élimination aussi poussée que possible de cette source d'erreurs dans les mesures actuelles. Pour ce faire, le tracé du fond du ciel sur les enregistrements a été effectué comme suit :

1° Tracé du fond sur les enregistrements à faible grandissement ($\times 10$) et grande déviation (300 à 400 mm) en se basant d'une part sur le niveau des ailes à grande distance du noyau (3' à 4'), d'autre part sur l'allure du fond enregistré sur une piste symétrique par rapport au centre du champ (cf. §§ 2-e et 4-c) (4).

2° Détermination du fond sur les enregistrements à plus fort grandissement ($\times 20$ et $\times 50$) et petite déviation (50 à 150 mm) par comparaison des déviations aux points homologues du profil nébulaire moyen ; le tracé du fond sur ces derniers enregistrements est donc simplement construit par points à partir du profil nébulaire enregistré à fort grandissement et du fond adopté sur l'enregistrement à faible grandissement.

De cette façon les profils photométriques partiels obtenus à partir des divers enregistrements d'un même cliché sont amenés à concorder avec celui qui fournit le niveau de référence le plus sûr ; la comparaison des deux courbes obtenues indépendamment à partir des deux poses, courte et longue, de chaque nébuleuse, permet de juger de la confiance à accorder au résultat (5).

(4) Ceci n'est pas applicable aux grandes nébuleuses (NGC 3 115, 4 594, ...), pour lesquelles le tracé du fond sur le $\times 10$ a été fait linéairement entre les extrémités des ailes (éventuellement prolongées dans le cas du grand axe) ; mais alors la brillance des régions étudiées, plus voisines du centre, est assez élevée pour être relativement moins affectée. D'ailleurs les clichés actuels ne sont pas destinés à l'étude particulière des régions extérieures des nébuleuses.

(5) Un tel contrôle n'est pas possible lorsque le profil est construit par fragments amenés en concordance par des translations arbitraires, à partir d'une série de poses successives de durées croissantes obtenues sur un même cliché.

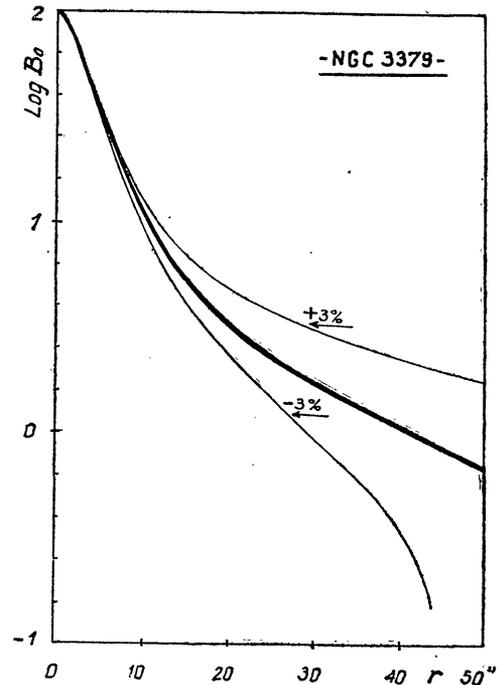


FIG. 7. — Erreurs sur le profil nébulaire correspondant à une erreur de $\pm 3\%$ sur le niveau du fond sur l'enregistrement.

8. RÉDUCTION DES MESURES. — La dernière étape du travail expérimental consiste à mesurer par points les profils adoptés et à les transformer, par l'intermédiaire de la courbe d'étalonnage, en brillances relatives dans l'image nébulaire, déduction faite de celle du fond du ciel.

A cet égard, il a été trouvé avantageux de construire la courbe d'étalonnage, non pas en coordonnées $d = f(\log E)$, mais en coordonnées $\delta/\Delta = f(m)$, en désignant par δ la déviation relative à la plage sensitométrique de magnitude m et par Δ la dévia-

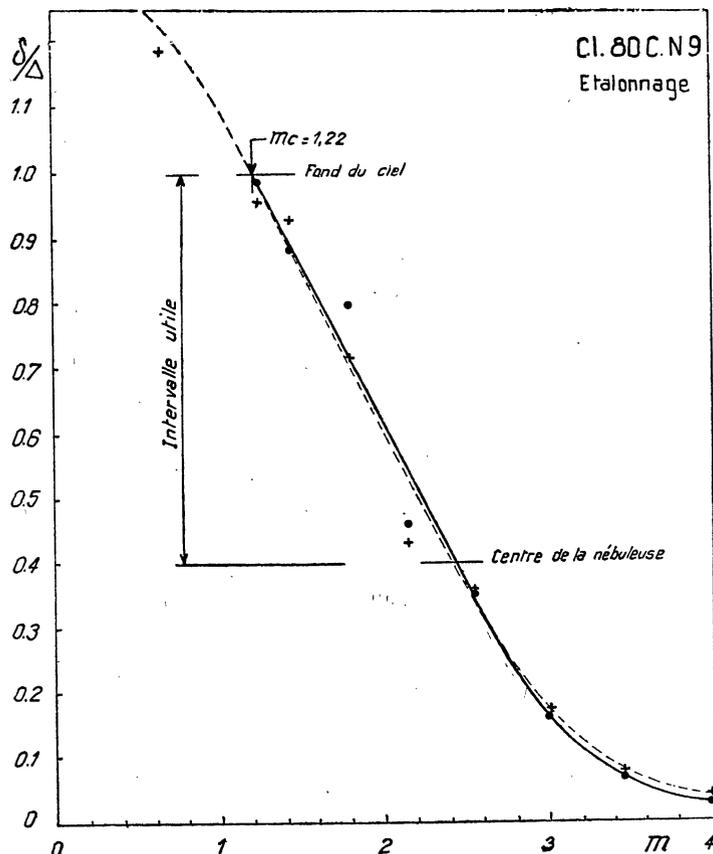


FIG. 8. — Courbe d'étalonnage en coordonnées $(\delta/\Delta, \Delta m)$; comparaison de 2 séries de mesures des plages sensitométriques.

tion relative au fond du ciel. Comme HUBBLE l'a déjà signalé [5], cette représentation a l'avantage de fournir une caractéristique dont la partie rectiligne correspond au domaine des faibles densités auxquelles on a affaire en photométrie nébulaire.

Toutefois HUBBLE avait cru utile de voiler volontairement ses plaques d'étalonnage pour « simuler » le voile du ciel des clichés nébulaires, et il mesurait les noircissements par rapport à ce fond ; mais ce procédé, déjà très discutable du point de vue photographique ([2], § 4), conduit également, pour les densités très faibles, voisines de celles du fond, à travailler sur la partie courbe inférieure, mal déterminée, des caractéristiques ; ce qui est très fâcheux étant donnée l'importance considérable des régions extérieures.

Il m'a paru plus commode et photométriquement plus correct de disposer les plages sensitométriques sur une région réservée du cliché (fig. 3); de cette façon, la partie courbe de la caractéristique, correspondant à des plages *moins* denses que le fond du ciel ($\delta/\Delta > 1$), se trouve éliminée et seule est utilisée pour la réduction la partie rectiligne de la caractéristique (fig. 8), dont la pente est bien déterminée. Quant à la partie courbe relative aux fortes densités, elle n'est pratiquement pas utilisée non plus, puisque sur les clichés actuels les densités ne dépassent presque jamais 1 ($\delta/\Delta \geq 0,1$).

Dans ces conditions, la réduction a été, dans ses grandes lignes, conduite comme suit :

1° Tracé à grande échelle de la courbe $\delta/\Delta = f(r)$ pour le profil nébulaire (moyenne des deux moitiés du profil lorsqu'il est symétrique).

2° Pour les régions nucléaires dont les valeurs de δ/Δ se situent au début de la courbure de la caractéristique, lecture sur celle-ci des valeurs correspondantes de $\Delta m = m - m_c$ (m_c = magnitude du fond du ciel dans l'échelle du sensitomètre, correspondant à $\delta/\Delta = 1$);

3° Pour les régions extérieures dont les valeurs de δ/Δ se placent sur la partie rectiligne et en particulier pour celles dont la densité est très voisine de celle du ciel ($\delta/\Delta \geq 0,9$), il y a avantage à calculer directement la valeur de Δm , à partir de celle, bien déterminée, de la pente de cette partie rectiligne, au lieu de passer par l'intermédiaire des lectures du graphique. La précision propre des mesures est ainsi sauvegardée jusqu'au seuil.

A partir de la valeur de Δm le calcul de la brillance propre B de l'image nébulaire est alors immédiat par la formule :

$$B = 10^{-0,4\Delta m} - 1,$$

où la brillance apparente du fond du ciel est prise pour unité.

DEUXIÈME PARTIE

ANALYSE DES NÉBULEUSES NGC 3 115, 3 379, 4 649 ET 4 594.
OBSERVATIONS ET DISCUSSION

GÉNÉRALITÉS

Les nébuleuses choisies pour cette première étude ont été prises parmi celles déjà observées par OORT [3, 4], HUBBLE [5], REDMAN et SHIRLEY [7, 8].

Le tableau I donne les éléments des clichés obtenus dans la nuit du 25 au 26 mars 1946 au foyer Cassegrain de 12,25 m du télescope de 0,80 m de l'Observatoire de Haute Provence.

TABLEAU I

Éléments des clichés

OBJET	PLAQUE	POSE	m_c
NGC 3 379 Leo	N 9	5 m	1,22
	N 10	60	1,10
NGC 3 115 Sex	N 11	5	1,21
	N 12	51	1,16
NGC 4 594 Vir	N 13	5	1,15
	N 14	50	1,15
NGC 4 649 Vir	N 15	5	1,12
	N 16	35	1,23

La colonne m_c donne la magnitude du ciel dans l'échelle du sensitomètre ; elle fournit un test de constance de la brillance du ciel au cours de la nuit (1).

1. NÉBULEUSE NGC 3 115 ; TYPE E 7. — Les mesures relatives à cette nébuleuse bien connue et leur discussion sont données de façon détaillée, à titre d'exemple.

La figure 9 montre la direction des axes enregistrés et l'étoile de comparaison utilisée.

a) *Profil stellaire* : La figure 1 donne le profil photométrique apparent de l'étoile de comparaison E enregistrée parallèlement aux deux axes de la nébuleuse. L'allure parabolique des courbes suggère que la lumière se trouve distribuée dans les images stellaires suivant une loi de Gauss à deux dimensions, ce qu'on vérifie avec précision sur la figure 1 où l'on a aussi porté $\log B_*$ en fonction de r^2 .

(1) Une lueur aurorale a été aperçue à l'horizon Nord à 21 h. 20.

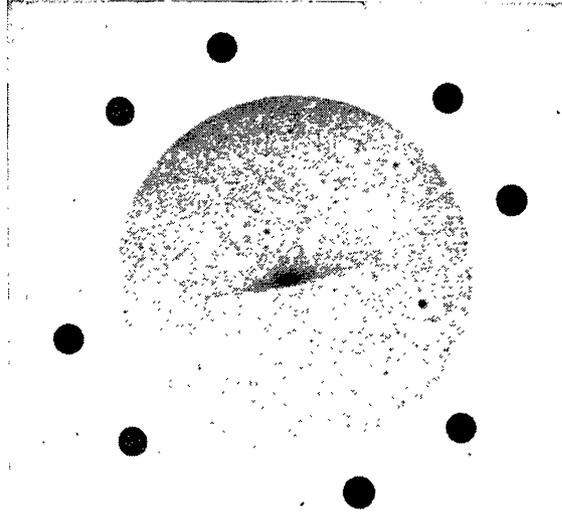


FIG. 3. — Aspect d'un cliché ; disposition des plages sensitométriques.

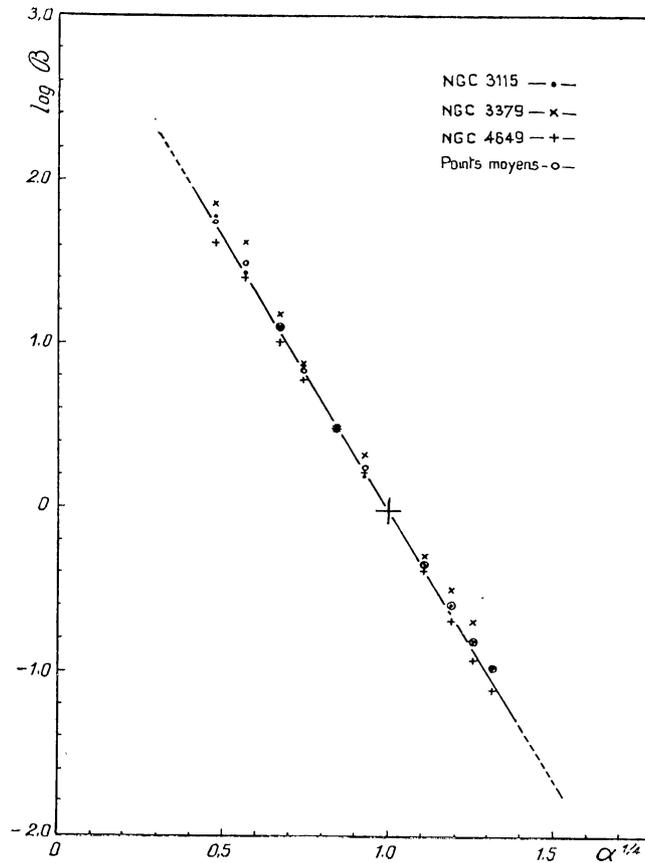


FIG. 21. — Courbes de luminosité réduite relative ; $\log B = -3,25 (\alpha^{1/4} - 1)$.

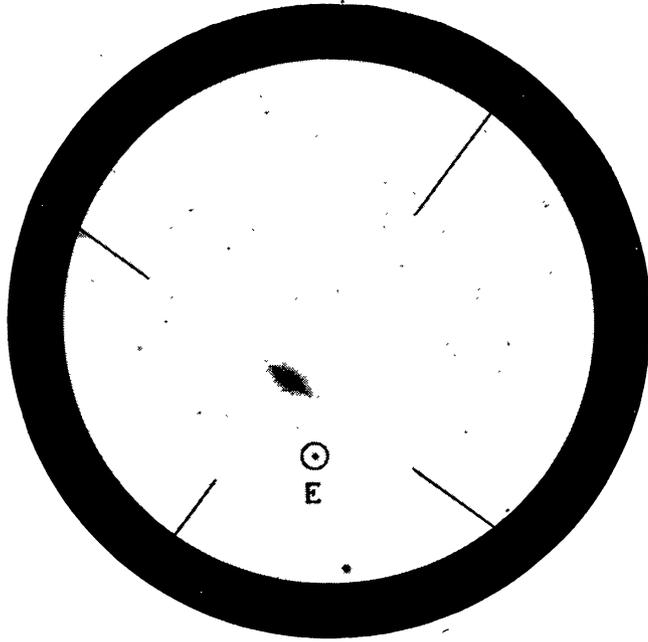


FIG. 9. — Champ de NGC 3 115.

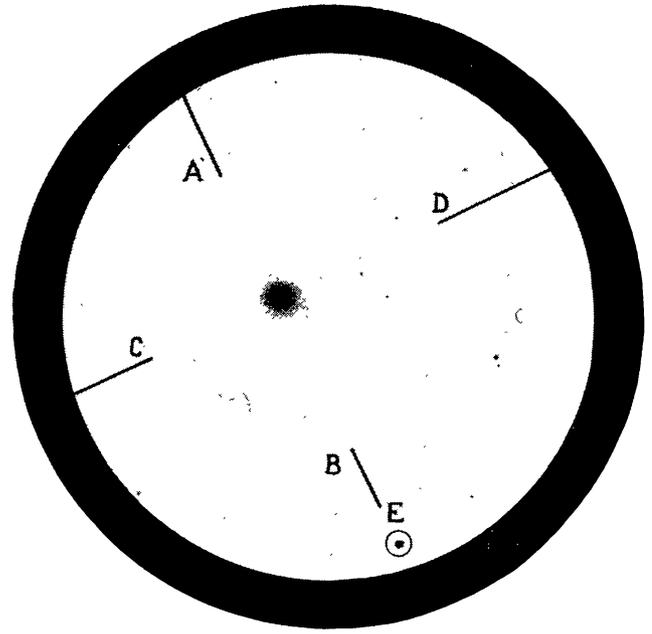


FIG. 14. — Champ de NGC 3 379.

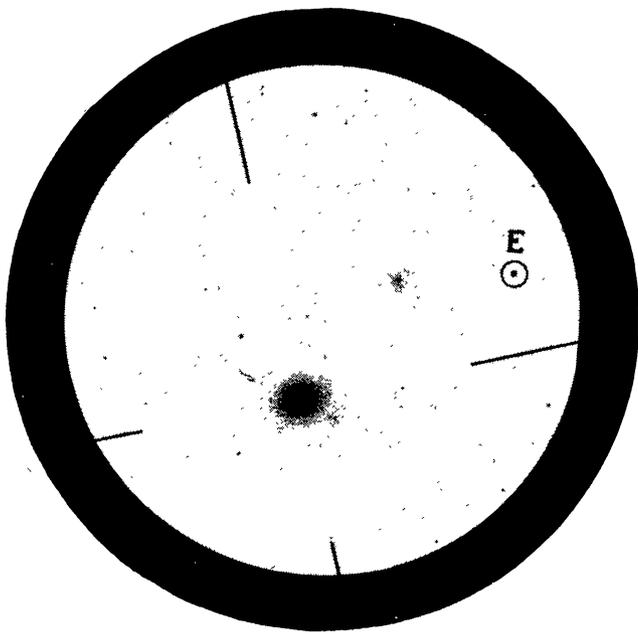


FIG. 16. — Champ de NGC 4 649.

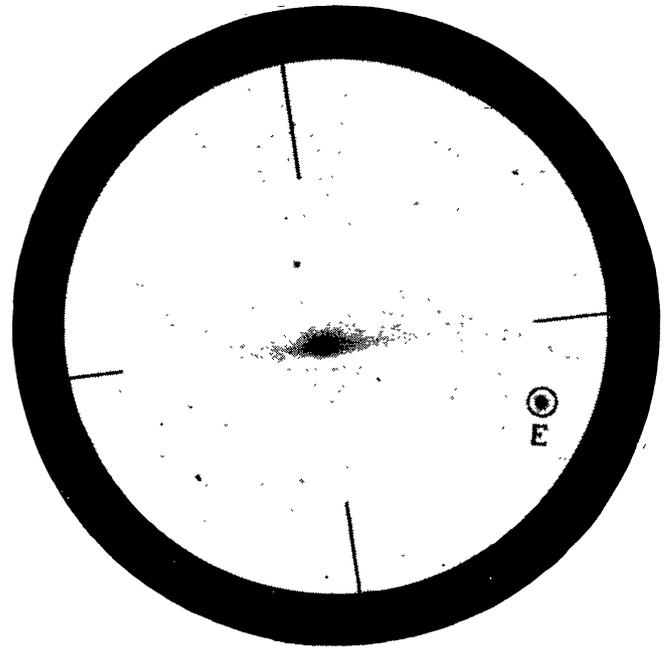


FIG. 18. — Champ de NGC 4 594.

Il est donc possible de caractériser le profil aberrant instrumental par 3 paramètres : la brillance centrale B_0 et les écarts types σ et σ' relatifs à chacun des axes ; ces derniers en particulier définissent complètement l'effet global des aberrations sur l'image d'un point ; leur détermination précise est donc essentielle si l'on veut ultérieurement corriger les profils nébulaires bruts de l'influence de ces aberrations ; dans le cas actuel, on trouve $\sigma = 1'',35 \pm ''01$, $\sigma' = 1'',23 \pm ''01$ et $\log B_0 = +0,16 \pm 0,01$.

Pour la simplicité de ce qui suit, supposons provisoirement le profil de révolution et donc caractérisé par une valeur σ unique.

La quantité totale de lumière reçue de l'étoile est alors :

$$(1) \quad L_* = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} B(r) r d\theta dr$$

avec

$$(2) \quad B(r) = B_0 e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}},$$

d'où :

$$(3) \quad L_* = 2\pi B_0 \int_0^\infty e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} dr = 2\pi B_0 \sigma^2$$

et par suite :

$$(4) \quad \Delta m_* = m_c - m_* = 2,5 \log L_* = 2,00 + 2,5 \log B_0 + 5 \log \sigma,$$

soit dans le cas présent ($5 \log \sigma = 0,65$; $5 \log \sigma' = 0,45$) :

$$\Delta m_* = 2,95 \text{ mag}$$

et enfin, compte tenu d'une correction de 0,10 mag pour la lumière dispersée à distance (§ 4) :

$$\Delta m_* = 3,05 \text{ mag},$$

valeur qui permettra le rattachement de la magnitude totale de la nébuleuse à celle de l'étoile.

b) *Profil nébulaire* : La figure 10 donne pour chacun des deux axes principaux de la nébuleuse les profils photométriques déduits des divers enregistrements.

Dans l'ensemble, les résultats des deux clichés sont en bon accord.

Les courbes en trait plein définissent les profils moyens apparents adoptés.

A grande distance du centre, la brillance observée est pratiquement identique à la brillance vraie de la nébuleuse, mais au voisinage du noyau et particulièrement pour $r < 5''$ ou $6''$, la brillance observée est essentiellement dominée par les aberrations précédemment analysées et le profil apparent n'a plus que de lointains rapports avec le profil réel ⁽²⁾.

L'aplatissement $n = (a - b) / a$ des isophotes (fig. 11) dépend du niveau de brillance

⁽²⁾ La correction du profil apparent nébulaire à l'aide du profil apparent stellaire fera ultérieurement l'objet d'une étude spéciale.

considéré, croissant d'abord de $n = 0,60$ vers $a = 20''$, à $n = 0,68$ vers $a_1 = 100''$, puis décroissant jusqu'à $n = 0,60$ vers $a_1 = 220''$. Ce phénomène est maintenant bien connu et les valeurs précédentes sont en bon accord avec celles de HUBBLE et de OORT.

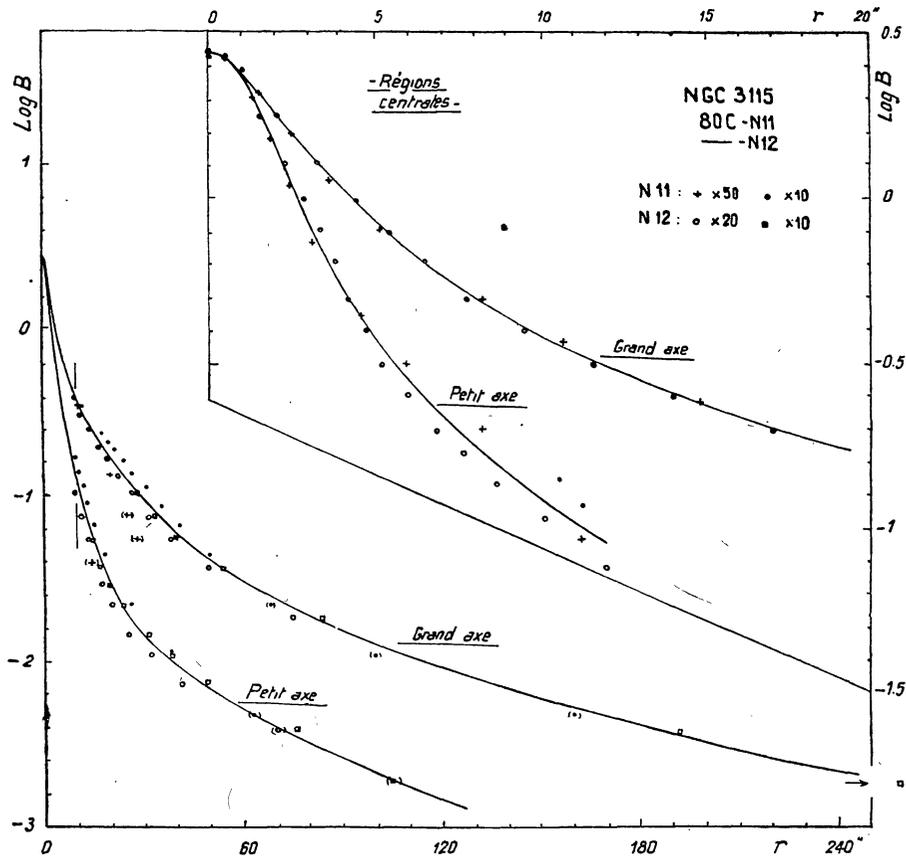


FIG. 10. — Profils photométriques de NGC 3 115.

Pour $a < 20''$, c'est-à-dire $b < 8''$, la limitation du pouvoir de résolution fausse les valeurs de n .

c) *Magnitude totale* : les profils bruts permettent de déterminer la luminosité totale de la nébuleuse, par la méthode d'intégration numérique et graphique proposée par REDMAN [6] ; cette détermination n'est pas faussée par la limitation du pouvoir de résolution instrumental, qui modifie seulement la distribution de l'énergie dans l'image, mais évidemment pas la quantité totale d'énergie reçue par la plaque.

Rappelons que la méthode consiste à assimiler les isophotes à des ellipses de demi-axes a , b , et à faire la somme des quantités de lumière transportées par les couronnes elliptiques élémentaires comprises entre isophotes successives convenablement espacées, d'où :

$$(5) \quad L_T = \pi \sum_0^{\infty} (a_{i+1} b_{i+1} - a_i b_i) B_{i+\frac{1}{2}} = \pi \sum_0^{\infty} P_i,$$

si B_i est la brillance correspondant à l'isophote d'axes a_i et b_i .

Cette méthode a le grand avantage de permettre, comme l'a indiqué REDMAN (*loc. cit.*), de tenir compte des régions extérieures les plus faibles qui sont situées au delà des limites mesurées et dont la contribution à l'éclat total de la nébuleuse peut être déterminé avec beaucoup de sécurité par une petite extrapolation portant sur une fraction le plus souvent inférieure à 20 % (0,2 mag).

Dans le cas présent, la somme de la formule (5) relative aux régions de $\log B < \bar{3},0$ s'élève ainsi, avec nos unités, à $\Sigma P = 263$ et la quantité relative aux régions, non mesurées, de $\log B < \bar{3},40$, déterminée par extrapolation graphique⁽³⁾, à $\Delta P = 63$, soit 19,3 % (= 0,21 mag), de la luminosité totale $\Sigma P + \Delta P = 327$.

On a alors immédiatement :

$$(6) \quad \Delta m_N = m_C - m_N = 2,5 \log L_T = 2,5 [\log \pi + \log (\Sigma P + \Delta P)],$$

soit ici :

$$\Delta m_N = 2,5(0,498 + 3,012) = 7,54 \text{ mag};$$

l'erreur d'intégration est négligeable (§ 6) et la correction de forme s'élève à 0,18 mag (§ 5), d'où la valeur corrigée :

$$\Delta m_N = 7,36 \text{ mag}$$

et finalement, en admettant $m_c = 17,55$ (§ 8), la magnitude cherchée :

$$m_N = 10,2.$$

La magnitude apparente du ciel s'élimine d'ailleurs par comparaison avec l'étoile E ; on a en effet d'après (4) et (6) :

$$(7) \quad m_* - m_N = \Delta m_N - \Delta m_* = 7,36 - 3,05 = 4,31 \text{ mag.}$$

Le rattachement de l'étoile E à une séquence par un procédé quelconque donnerait ensuite m_N . Ainsi que je l'ai indiqué [2], cette méthode de détermination des magnitudes totales serait surtout intéressante pour les nébuleuses lointaines.

d) *Dimensions effectives* : Les données précédentes permettent de définir une quantité au moins aussi importante que la magnitude totale, en donnant un sens précis à la notion de diamètre ou de dimensions d'une nébuleuse. Les difficultés soulevées par la définition de cette grandeur pour un objet diffus, sans frontière décelable, sont bien connues [14] ; elles ont été particulièrement soulignées par HUBBLE [5] et par REDMAN et SHIRLEY [7].

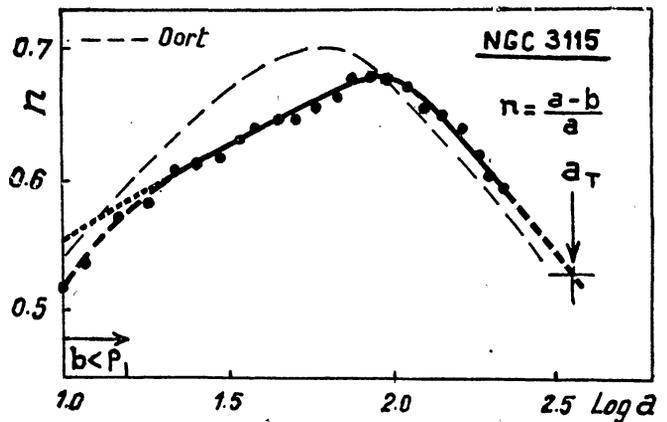


FIG. 11. — Aplatissement des isophotes de NGC 3 115.

(3) Il est commode de porter en ordonnée $\log P$ au lieu de P .

Or, le calcul de L_T par la formule (5) donne non seulement la luminosité totale, mais aussi la fraction

$$(8) \quad k_i = L_i/L_T = \frac{\sum_0^i P_i}{\sum_0^\infty P_i}$$

de celle-ci comprise à l'intérieur de toute isophote donnée. La figure 12 montre la variation de k en fonction du demi grand axe a des isophotes. On peut alors lire sur

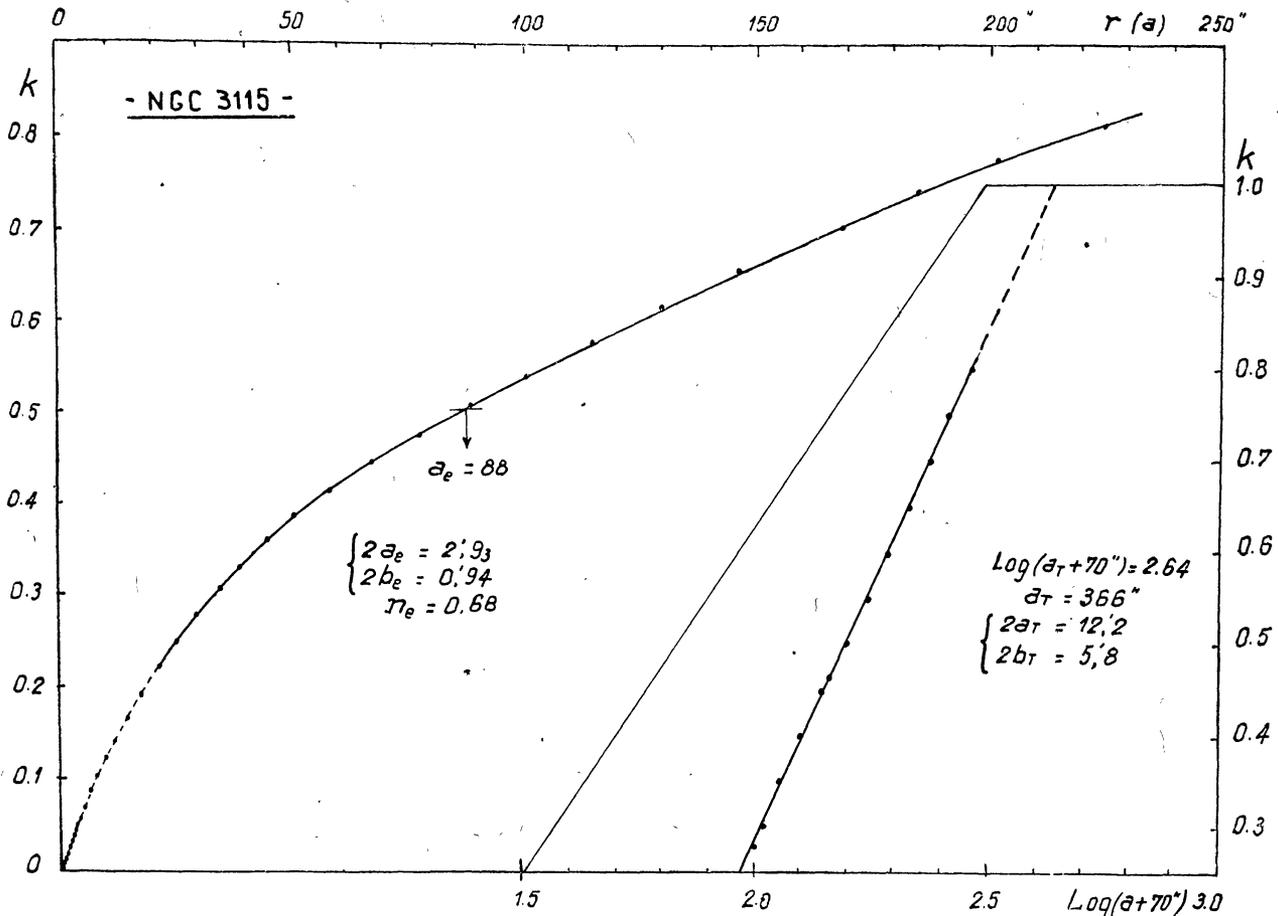


FIG. 12. — Courbe de luminosité intégrée relative de NGC 3115; détermination des dimensions effectives et totales.

cette courbe le demi grand axe de l'isophote englobant toute fraction déterminée de la luminosité totale de la nébuleuse et, en particulier, la moitié, soit ici :

$$a_e = 88'' ;$$

en ce point

$$\log B_e = \bar{2},21 \text{ et } n_e = 0,68, \text{ d'où } b_e = 28'.$$

La définition de ces dimensions, que j'appellerai *effectives* [14], offre le grand avantage de constituer une caractéristique intrinsèque de la nébuleuse, indépendante, en particulier, du pouvoir de résolution de l'instrument, tant que les deux demi-axes

effectifs sont plus grands que le rayon de la zone fortement perturbée par les aberrations (§ 10).

e) *Dimensions totales* : Pour aller plus loin, on peut tenter de définir, toujours à partir des valeurs de k , une autre grandeur éventuellement intéressante : le diamètre *total* de la nébuleuse. On obtiendra celui-ci en extrapolant la courbe de la figure 12 jusqu'à $k = 1$; cette opération est rendue possible par un changement de variable convenable transformant la courbe initiale en une droite dans un intervalle aussi étendu que possible. La figure 12 montre que ce résultat peut être effectivement atteint avec une grande précision dans tout l'intervalle non perturbé du profil, soit de $a = 20''$ à $a = 200''$ ($0,2 < k < 0,8$), si l'on porte en abscisses $\log(a + \alpha)$, α étant une constante convenablement choisie, ici $\alpha = 70''$; dans ces conditions une extrapolation relativement courte donne :

$$\log(a_T + 70'') = 2,64,$$

d'où :

$$a_T = 16',1.$$

On obtiendrait le petit axe b_T par une extrapolation analogue effectuée sur la courbe $k = f[\log(b + \beta)]$, ou bien en extrapolant la courbe de la figure 11 jusqu'en $a = a_T$, d'où $n_T \cong 0,50$ et $b_T \cong 3',4$. Les dimensions totales ainsi définies, d'une déter-

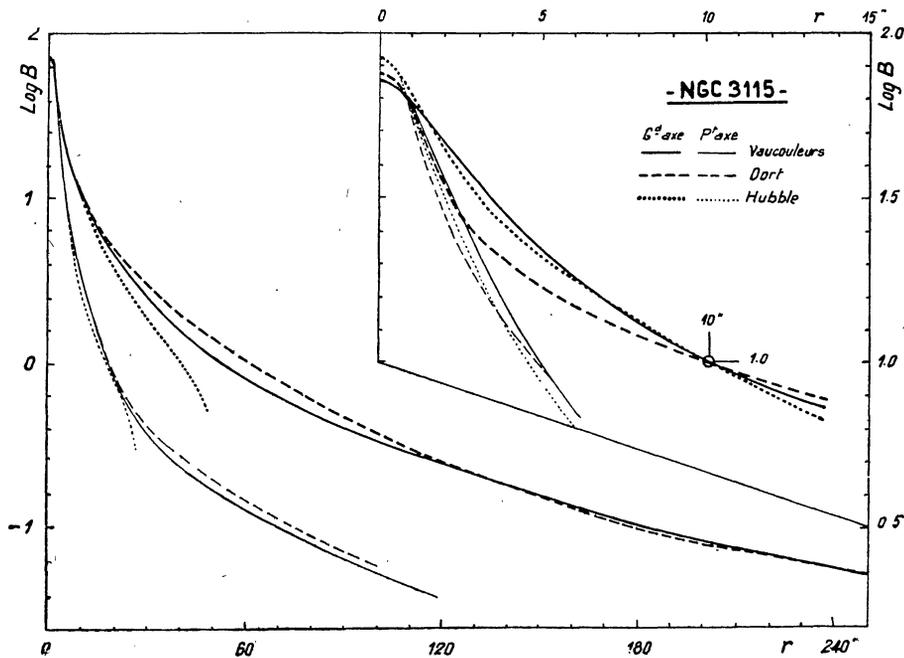


FIG. 13. — Profils comparés de NGC 3115.

mination moins précise que celle des dimensions effectives, seront surtout intéressantes pour l'étude des nébuleuses lointaines (§ 10). Le diamètre maximum ci-dessus est plus du triple de celui indiqué dans le Shapley-Ames Catalogue [1] et près du double de l'étendue mesurée de la nébuleuse.

f) *Comparaison avec les mesures de HUBBLE et de OORT* : La figure 13 permet de comparer les profils photométriques des 2 axes avec ceux obtenus par HUBBLE [9] d'une part, OORT [3] d'autre part, opérant tous deux sur des clichés pris avec le télescope de 1,50 m du Mt. Wilson.

L'accord avec OORT est excellent, sauf au voisinage immédiat du centre ($r < \sim 6''$), ce qui était à prévoir en raison de la différence des pouvoirs séparateurs des instruments utilisés.

En intégrant les profils de OORT, comme en c), on obtient $\log L_T = 4,804$ (fraction extrapolée = 15,7 %) et $\Delta m_N = 11,50$, correspondant avec son unité de brillance à $m_N = 9,49$ et enfin, compte tenu de la correction de forme (§ 5):

$$m_N = 9,67 \text{ mag.}$$

La courbe de luminosité intégrée $k = f(a)$ est très voisine de celle de la figure 13 et donne :

$$a_e = 100'',$$

d'où $b_e = 32'',5$ ($n_e = 0,67_5$).

TABLEAU II

Éléments nébulaires

NGC	$\log B_0$	σ	Δm_*	ΔP^*	Δm_N	m_N	$\log B_e$	B_e^{**}	a_e	n_e	a_T	n_T
3 115	0,16	1"29	3,05	0,21	7,36	10,2	2,21	22,0	88"	0,68	6',1	0,50
3 379	0,35	1"28	3,51	0,21	7,34	10,2	2,35	21,7	40"	0,0	3',0	0,0
4 649	0,46	1"2	3,65	0,15	7,54	10,0	2,31	21,8	54"	0,15	5',1	0,07
4 594	0,13	1"33	3,04	0,53	8,70	8,8 ₅	2,26	21,9	138"	0,50	5',0	0,0

(*) en mag.

(**) en mag/sec².

Remarques :

NGC 3 379 : A été enregistrée suivant deux directions rectangulaires en vue de détecter une faible ellipticité éventuelle ; pour $r > 10''$ l'aplatissement mesuré varie irrégulièrement entre 0,01 et 0,11 ; cette différence n'est probablement pas significative, la précision des mesures de cette nébuleuse étant assez médiocre ⁽⁴⁾ ; il a paru préférable de considérer la nébuleuse comme parfaitement circulaire et d'adopter pour son profil la moyenne des deux séries de mesures.

NGC 4 649 : Le profil stellaire mesuré suivant un diamètre seulement s'écarte sensiblement d'une courbe de Gauss.

Pour la nébuleuse les pistes enregistrées passent à une distance suffisante du centre de la spirale voisine NGC 4 647 pour que la correction des tracés soit facile.

NGC 4 594 : Les mesures sont assez incertaines pour $\log B < -1$; le petit écart systématique entre les deux moitiés du petit axe n'est, en dehors du bras sombre, probablement pas significatif. L'aplatissement n a été défini, comme pour les nébuleuses elliptiques, à partir des profils des axes. La présence du bras absorbant périphérique ne diminue l'éclat total de la nébuleuse que de 0,03 mag.

(4) Il existe une différence systématique importante, s'élevant jusqu'à 0,3 sur $\log B$, entre les résultats des deux clichés et il n'apparaît a priori aucune raison de préférer l'un à l'autre. A posteriori, la comparaison avec les mesures de HUBBLE et de REDMAN suggère que ce sont les valeurs du cliché n° 9 (pose courte) qui sont fautives ; le cliché n° 10 seul donnerait en effet une courbe intermédiaire entre celles de HUBBLE et de REDMAN, conformément à ce qu'on constate pour les autres nébuleuses étudiées.

L'extrapolation, comme en *e*), donne de même :

$$\log (a_T + 50'') = 2,68,$$

d'où :

$$a_T = 7'1 \quad (\text{et } b_T \cong 3,5);$$

toutes ces valeurs sont en accord convenable avec celles obtenues plus haut.

2. NÉBULEUSES NGC 3 379 (E0), 4 649 (E2), 4 594 (Sa). — Le Tableau II réunit, avec les éléments de la nébuleuse précédente, ceux qu'on a déduits comme il vient d'être indiqué des mesures effectuées sur les autres nébuleuses, et dont les résultats sont résumés par les figures 14, 15 (NGC 3 379), 16, 17 (4 649), 18, 19 (4 594).

3. COMPARAISON AVEC LES MESURES DE OORT, HUBBLE ET REDMAN. — On a effectué cette comparaison sur les figures 13, 15 *d*, 17 *d*, 19 *d*, en amenant les divers profils en coïncidence à la distance $r = 10''$ du centre, les régions plus voisines du noyau étant différemment perturbées par les aberrations instrumentales. Abstraction faite de cette différence, on constate :

1° Que les mesures actuelles sont en excellent accord général avec celles de OORT (NGC 3 115 et 4 594) [3, 4], obtenues au foyer Newton du télescope de 1,52 m du Mont Wilson ⁽⁵⁾;

2° Que le gradient des courbes de HUBBLE est généralement trop élevé ⁽⁶⁾, ce qui peut être expliqué, comme je l'ai déjà montré [2], par ses conditions opératoires et en particulier l'échelle de ses enregistrements (cf. 1^{re} partie, § 7);

3° Que le gradient des courbes de REDMAN et SHIRLEY [6, 7] est trop faible, conformément à ce que permettait de prévoir l'analyse de leur technique d'étalonnage [2].

Il est à remarquer que l'aplatissement mesuré est extrêmement sensible aux erreurs systématiques des mesures des profils nébulaires : par exemple dans le cas de NGC 4649 (E2), les mesures de REDMAN et SHIRLEY ne font ressortir pratiquement aucune différence significative entre les deux axes (fig. 17 *d*) ⁽⁷⁾, alors que l'ellipticité de la nébuleuse est tout à fait évidente et qu'aucune ambiguïté n'existe sur le sens de son allongement (fig. 16); au contraire les mesures de HUBBLE donnent un aplatissement trop fort, continuellement croissant. Seules des mesures très soignées permettront donc d'obtenir des valeurs significatives, utilisables pour l'étude morphologique des nébuleuses.

⁽⁵⁾ A noter que pour NGC 4 594 la profondeur de la dépression correspondant au bras sombre est voisine de 1,2 (en $\log B$) dans les deux cas, ce qui contredit les résultats des mesures spectrophotométriques qu'à récemment effectuées VAN DE HULST [12] au foyer Cassegrain du télescope de 2,05 m de l'Observatoire Mc Donald et qui conduisent à une profondeur beaucoup plus faible, s'élevant à 0,5 seulement.

⁽⁶⁾ Le bon accord avec les mesures actuelles dans le cas de NGC 3 379 est probablement accidentel (cf. rem. 4, ci-dessus).

⁽⁷⁾ Les valeurs négatives de n indiquent que la dimension attribuée au petit axe est supérieure à celle du grand axe.

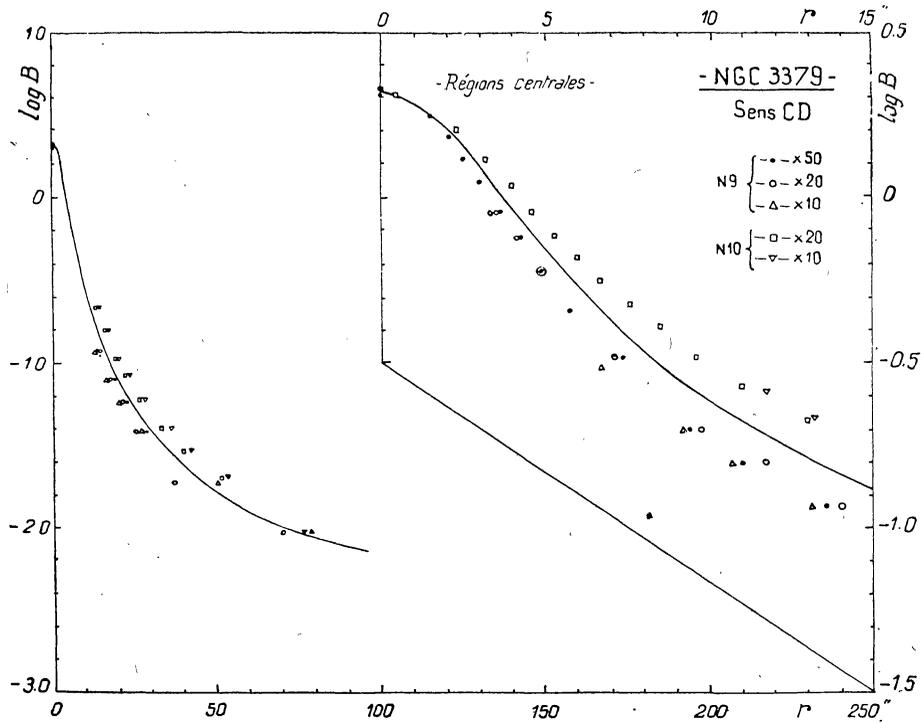
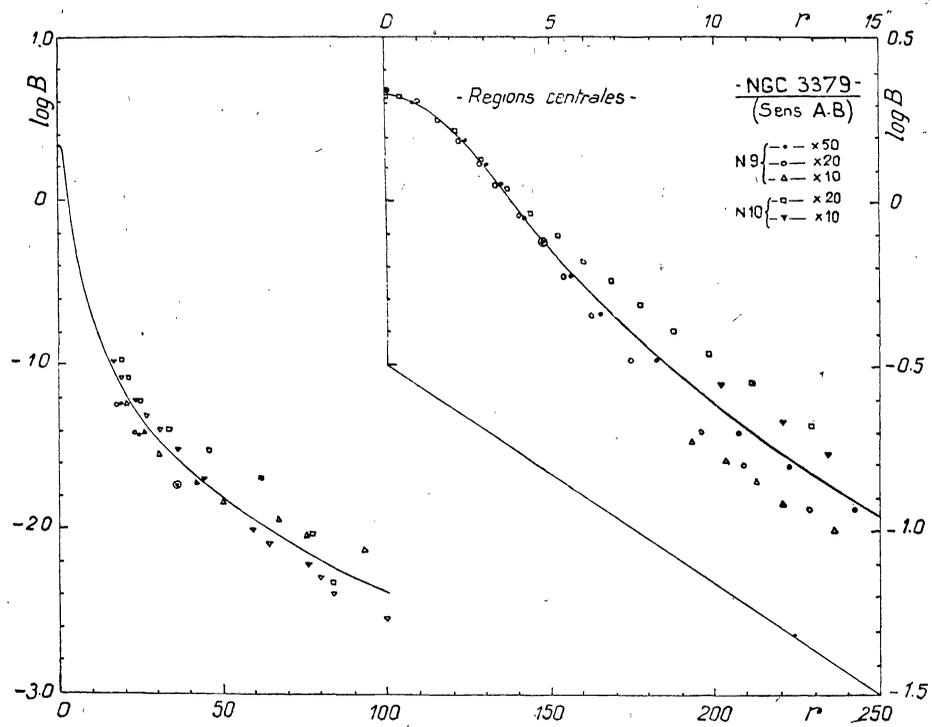


FIG. 15 a, b. — Mesures de NGC 3379 : profils photométriques.

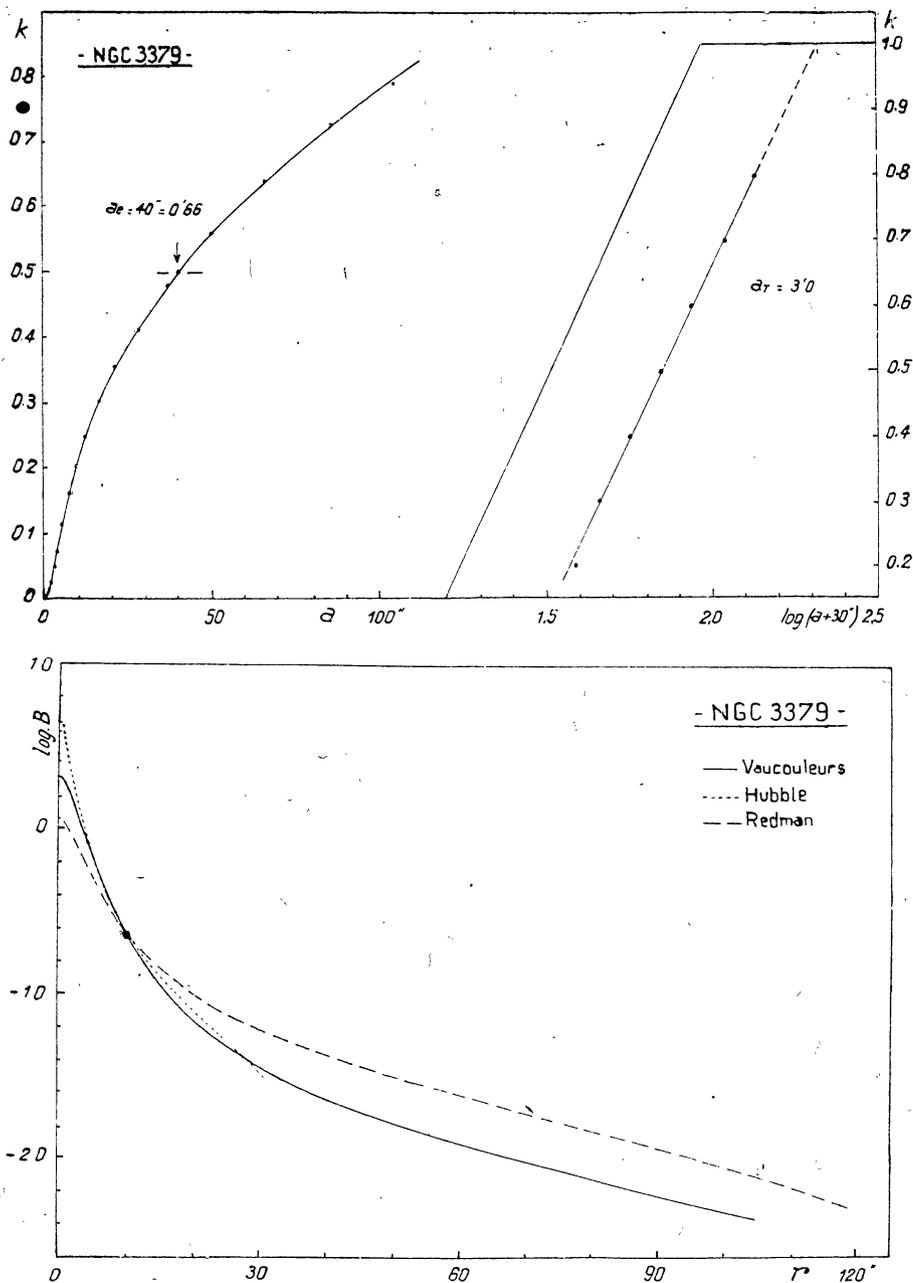


FIG. 15 c, d. — Mesures de NGC 3 379 : luminosité intégrée et profils comparés.

DISCUSSION

4. INFLUENCE DE LA LUMIÈRE DISPERSÉE A GRANDE DISTANCE. — La représentation de la distribution de la lumière dans les images stellaires par une courbe de Gauss d'écart type $\sigma = 1",3 \sim$ n'est valable que dans un rayon inférieur à $3''$ environ ($\log B_0 - \log B < 1,3 \sim$); au delà, la brillance décroît beaucoup moins vite que ne l'indique la formule (2);

La figure 2 montre que cette diffusion éloignée était relativement faible dans les

observations actuelles, si du moins on la compare à celle observée par REDMAN et SHIRLEY [7] sur leurs clichés pris au foyer Newton du télescope de 90 cm de Cambridge.

L'intégration du profil stellaire vrai montre que la quantité de lumière dispersée

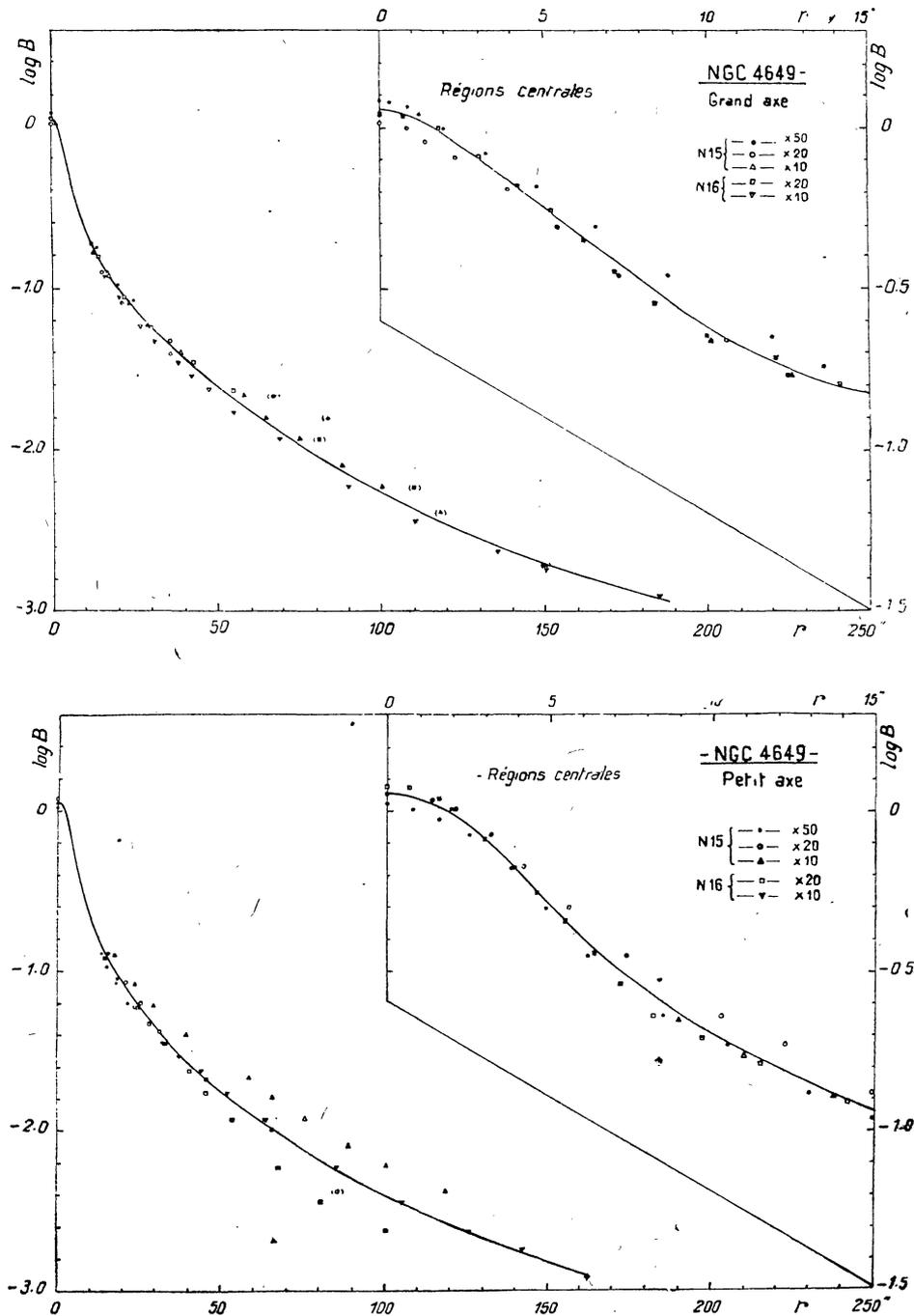


FIG. 17 a, b. — Mesures de NGC 4 649 : profils photométriques.

à grande distance représente 10 % environ de la lumière totale ; la correction à appliquer aux magnitudes calculées à partir de la formule (4) est donc :

$$m_* (\text{vrai}) - m_* (\text{Gauss}) = -0,10 \text{ mag.}$$

Quant à l'influence sur les profils nébulaires observés, elle est tout à fait négligeable, comme on peut s'en rendre compte qualitativement sur la figure 2 par comparaison avec le profil du petit axe de NGC 3 115 dont le gradient de luminosité est

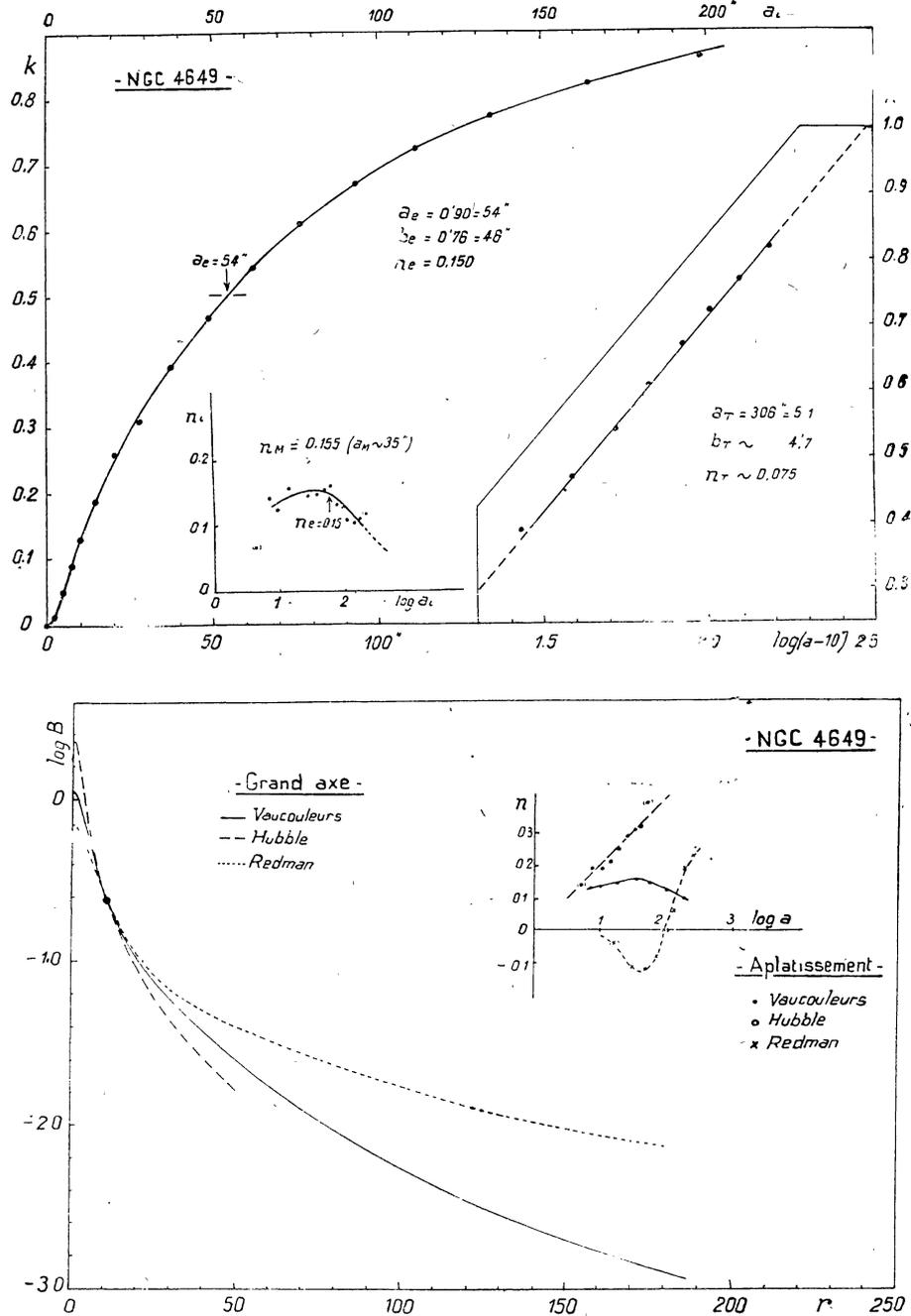


FIG. 17 c, d. — Mesures de NGC 4 649 : luminosité intégrée, aplatissement et profils comparés.

le plus élevé de tous ceux étudiés ici ; quantitativement, on peut s'en rapporter aux indications données par REDMAN et SHIRLEY [7], qui évaluent à moins de $\pm 0,05$ sur $\log B$ l'influence de la lumière parasite éloignée sur leurs clichés ; elle ne peut être que très inférieure, et donc négligeable, dans le cas actuel.

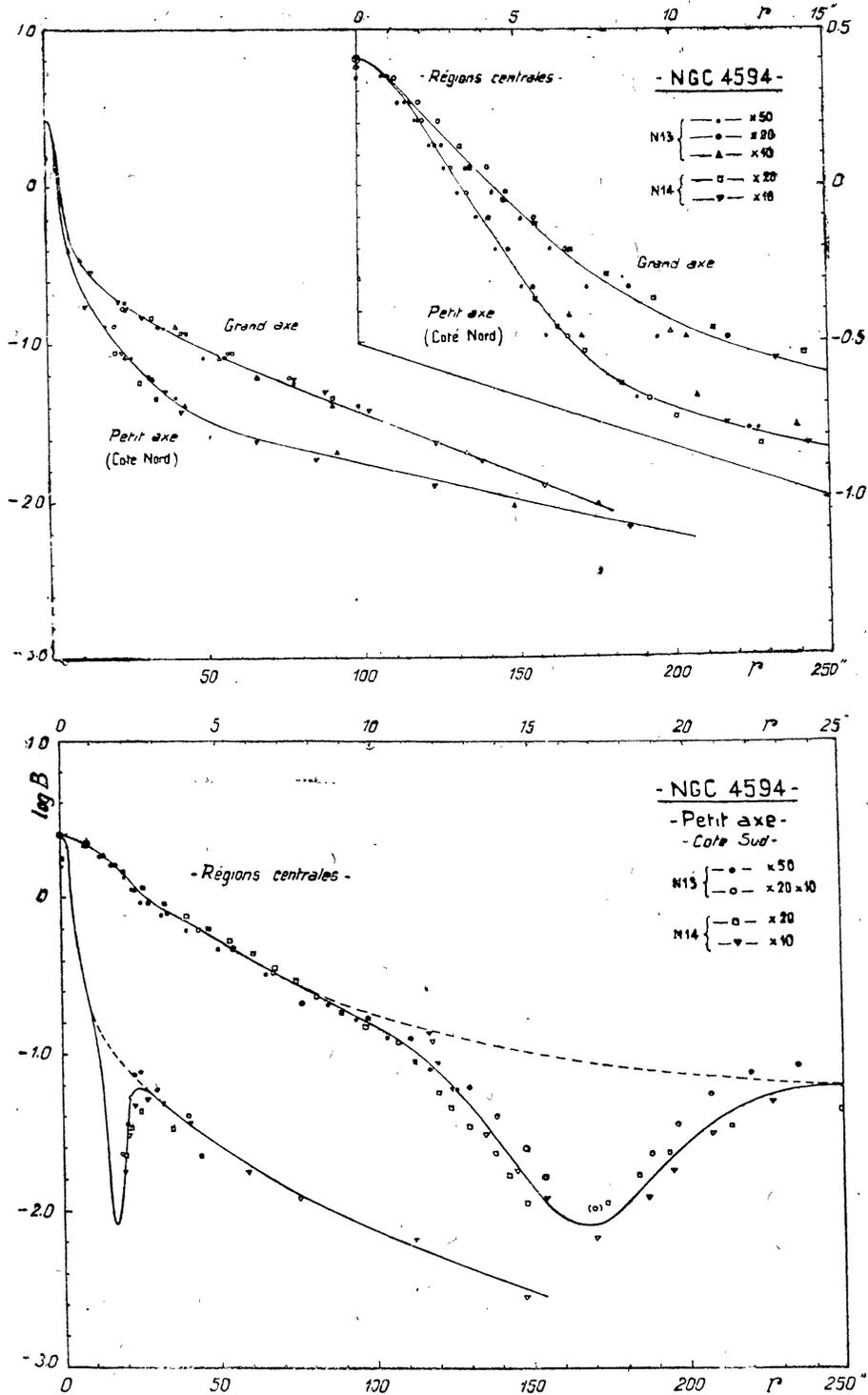


FIG. 19 a, b. — Mesures de NGC 4 594 : profils photométriques.

5. INFLUENCE DE LA FORME DES ISOPHOTES SUR LA LUMINOSITÉ TOTALE. — Le calcul de la luminosité totale des nébuleuses elliptiques par la formule (5) est fondé sur l'assimilation de leurs isophotes à des ellipses (semblables ou non) ; cette approximation, très justifiée pour les objets les moins aplatis E0, E1, E2, ..., est assez médiocre

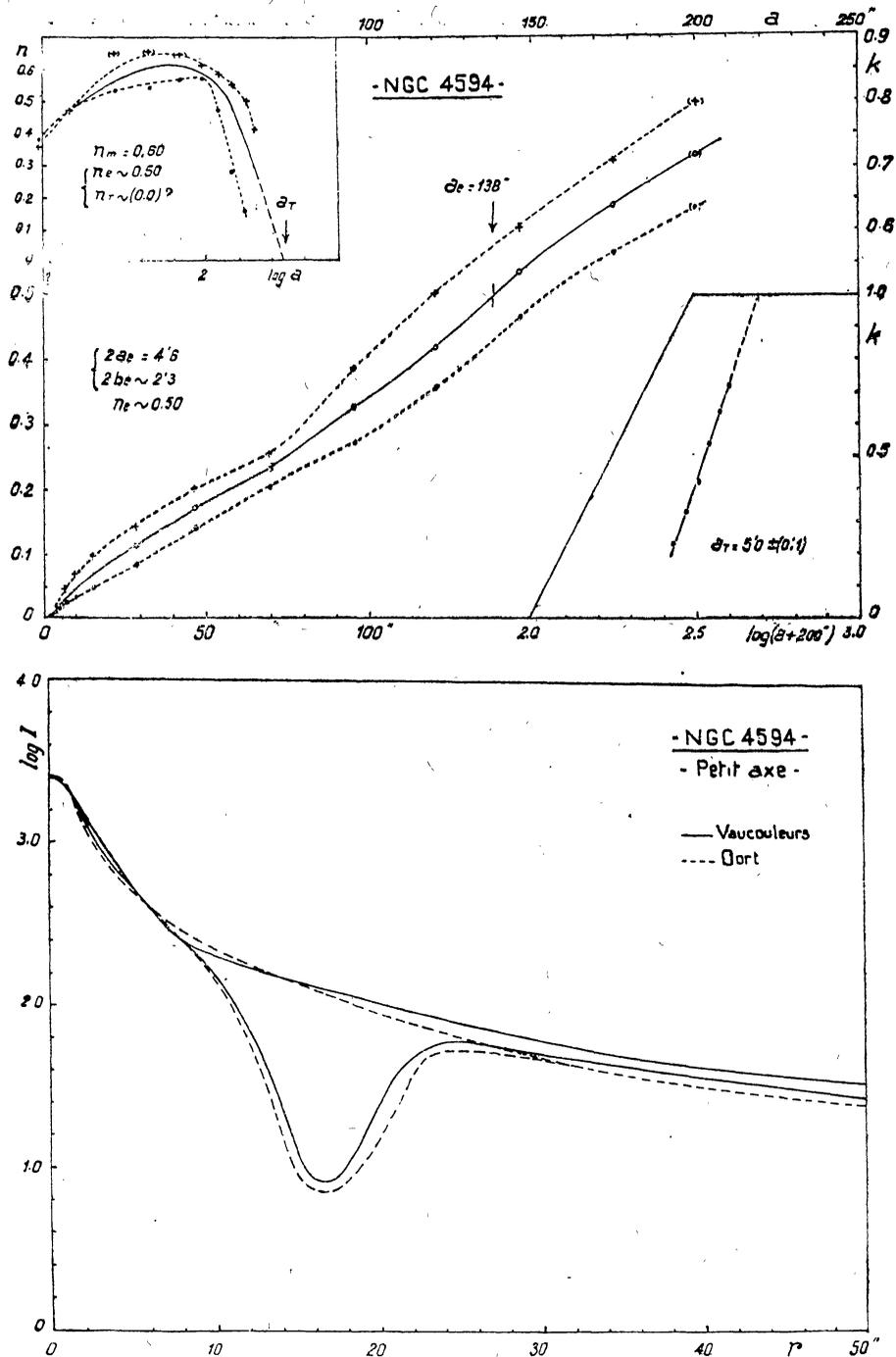


FIG. 19 c, d. — Mesures de NGC 4594 : luminosité intégrée, aplatissement et profils comparés.

pour les objets les plus aplatis E7, E6, E5, ..., dont les isophotes sont « pointues » à leurs extrémités sur le grand axe.

Il importe de connaître l'erreur ainsi commise et de la déterminer une fois pour toutes, afin d'en permettre la correction.

Il suffit pour cela de comparer les surfaces des isophotes réelles de quelques objets parmi les plus aplatis à celles des ellipses correspondantes.

REDMAN et SHIRLEY [12] indiquent avoir trouvé ainsi un écart de 0,06 mag pour la nébuleuse NGC 3 377, de type E5.

Une détermination très soignée a été faite par OORT [3] de la forme de quelques isophotes de NGC 3 115 ; la planimétrie de ces courbes conduit à adopter pour le type E7 la correction :

$$\Delta m_t = m_T(\text{iso.}) - m_T(\text{ell.}) = + 0,18 \pm 0,02 \text{ mag.}$$

A l'aide de cette valeur et de celle précitée de REDMAN et SHIRLEY, on peut déjà établir une table, au moins provisoire, des corrections de forme pour les nébuleuses elliptiques des divers aplatissements ; en effet il apparaît que Δm_t est sensiblement proportionnel au cube de l'aplatissement ⁽⁸⁾, soit :

$$\Delta m_t = 0,5 n^3 = 0,5 \left(\frac{a-b}{a} \right)^3,$$

d'où le tableau de correction :

Type	E0	E1	E2	E3	E4	E5	E6	E7
Δm_t	0,00	0,00	0,00 ₅	0,01	0,03	0,06	0,10 ₅	0,17 ₅

L'erreur sur ces corrections ne dépasse probablement pas 10 %, ce qui est à peu près négligeable dans tous les cas. Pour $n \geq 0,5$, l'erreur sur le type exact à adopter pour la nébuleuse est certainement plus importante ⁽⁹⁾.

Les données d'observation font défaut pour établir une table analogue pour les spirales ; dans ce cas, la planimétrie directe des isophotes paraît d'ailleurs préférable.

6. INFLUENCE DE L'INTERVALLE D'INTÉGRATION SUR LA LUMINOSITÉ TOTALE. — Il est également important, lorsqu'on calcule la luminosité totale des nébuleuses par intégration numérique à l'aide la formule (5), de s'assurer que l'intervalle d'intégration choisi, défini par $\log B_{i+1} - \log B_i$, est assez petit pour ne pas introduire d'erreur systématique sensible sur ΣP_i .

On a déterminé cette erreur dans le cas de NGC 3 115 en prenant des intervalles d'intégration de plus en plus larges. On a trouvé que l'erreur croît à peu près comme le carré de l'intervalle d'intégration ; elle est inférieure à 0,5 % avec les intervalles utilisés pour 3 115 ($\Delta \log B = 0,05$ pour $\log B > 0$; 0,10 pour $\log B < 0$) et n'atteint encore que 0,02 magnitude, quantité négligeable en photométrie nébulaire, pour les intervalles doubles adoptés pour les autres nébuleuses.

7. ERREURS PROBABLES INTERNES. — La figure 20 montre la variation de l'erreur probable ϵ sur $\log B$ en fonction de $\log B$ pour les 4 objets étudiés ; en moyenne ϵ

⁽⁸⁾ L'aplatissement considéré est celui qui définit le type nébulaire ; l'expérience montre que c'est sensiblement l'aplatissement maximum.

⁽⁹⁾ Puisque l'aplatissement dépend de l'isophote considérée on pourrait convenir de définir le type par la valeur maximum n_M de n , ou bien par la valeur n_e relative aux axes effectifs, qui en diffère généralement très peu.

croît de $\pm 0,01$ environ vers $\log B = 0$, à $\pm 0,03$ vers $\log B = -2$ et atteint $\pm 0,05$ ou $0,06$ vers $\log B \sim -3,5$, au voisinage du seuil des clichés à longue pose.

Pour déterminer les valeurs des erreurs probables correspondantes sur les diffé-

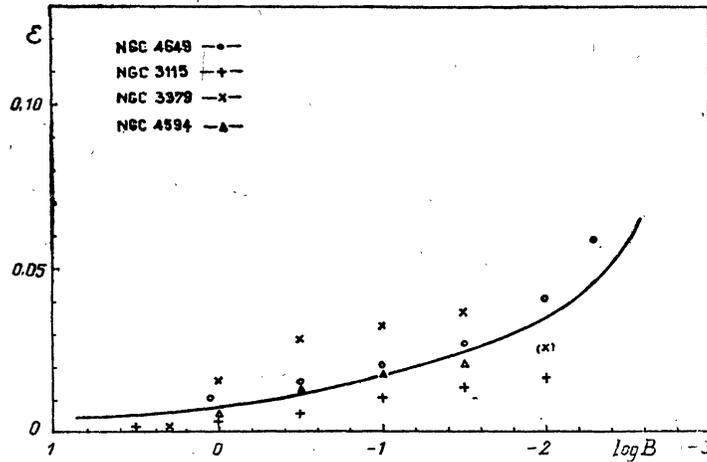


FIG. 20. — Erreur probable des mesures.

rentes grandeurs caractéristiques déduites des profils nébulaires, le profil de la nébuleuse ronde NGC 3 379 a été modifié systématiquement d'abord de $+4\varepsilon$, puis de -4ε ;

On en déduit les valeurs approximatives suivantes pour les erreurs probables des principaux éléments nébulaires :

$$\begin{aligned} \text{e.p. sur } \Delta m_N &: \pm 0,10 \text{ mag} \\ \text{e.p. sur } a_e \text{ et } a_T &: \pm 10 \% \\ \text{e.p. sur } \log B_e &: \pm 0,03. \end{aligned}$$

8. BRILLANCE APPARENTE DU CIEL ; MAGNITUDES TOTALES ET BRILLANCES EFFEC-TIVES DES NÉBULEUSES. — La brillance apparente du ciel étant restée bien constante pendant les mesures ⁽¹⁰⁾, sa valeur moyenne, à laquelle sont rapportées les mesures nébulaires, peut être utilement déterminée à l'aide de diverses données extérieures :

1° Les mesures de OORT sur NGC 4 594 [4], qui sont rapportées à l'unité 25,0 mag/sec², peuvent être amenées en coïncidence approximative avec les mesures actuelles (exactement à $r = 10''$) par une translation $\Delta \log B = 3,00$, soit $\Delta m = -7,50$ mag, d'où $m_c = 17,50$ mag/sec² ;

2° De même ses mesures de NGC 3 115 [3], rapportées à la même unité, donnent, à $r = 10''$, $\Delta \log B = 3,14$, soit $\Delta m = -7,48$ mag, d'où $m_c = 17,16$ mag/sec² ;

3° D'une façon analogue, les mesures de REDMAN et SHIRLEY [7] sur NGC 3 379 et 4 649 conduisent dans les deux cas à $m_c = 17,9$ mag/sec² ;

4° STEBBINS et WHITFORD [13] donnent, d'après leurs mesures photoélectriques, la valeur $m_p = 11,2$ pour la magnitude photographique de NGC 4 649 observée avec un diaphragme de $64''$ de diamètre ; or la courbe de luminosité intégrée (fig. 17 c) donne, pour $a = 34'',5$, $\left(\frac{a+b}{2} = 32''\right)$, $k = 0,37$, d'où la magnitude totale corres-

⁽¹⁰⁾ Cela résulte de la concordance des valeurs de m_c (Tableau I).

pondante $m_p + \Delta m_p = 11,2 - 1,08 = 10,1_2$ et enfin $m_c = 10,12 + \Delta m_N = 17,66$ mag/sec².

On peut adopter pour la brillance apparente du ciel sur les clichés actuels la moyenne de ces 4 valeurs, soit :

$$m_c = 17,5_5 \pm 0,1 ; (\text{e.p.}) \text{ mag/sec}^2.$$

Les magnitudes totales correspondantes, $m_N = m_c - \Delta m_N$, des nébuleuses sont portées dans le tableau II.

D'après les indications du § 7, les erreurs probables de ces valeurs peuvent être évaluées à $\pm 0,15$ mag environ ($\pm 0,1$ sur Δm_N et $\pm 0,1$ sur m_c), soit une erreur moyenne de $\pm 0,2$ mag.

La comparaison avec des sources extérieures confirme cette valeur moyenne.

Le tableau suivant permet d'abord une comparaison avec les valeurs du Shapley-Ames Catalogue [1] (m_1), et avec celles obtenues par HUBBLE [5] (m_t pour $t = 60$ min.) (m_2) et par REDMAN et SHIRLEY [7] (m_3):

NÉBULEUSE	m_N	m_1	m_2	m_3	$m_N - m_1$	$m_N - m_2$	$m_N - m_3$
3 115	10,2	9,8	10,4 ₅	—	+ 0,4	- 0,2 ₅	—
3 379	10,2	10,8	10,5 ₅	10,2	- 0,6	- 0,3 ₅	0,0
4 649	10,0	10,6	10,6 ₅	9,3	- 0,6	- 0,6 ₅	+ 0,7
4 594	8,8 ₅	8,1 :	—	—	(+ 0,7 ₅) ⁽¹¹⁾	—	—

Les mesures de Cambridge paraissent donner, comme il était à prévoir, des magnitudes trop faibles ; celles de HARVARD et du Mont Wilson sont trop élevées, parce qu'elles ne tiennent pas compte des régions extérieures de très faible brillance.

En limitant l'intégration aux valeurs de a correspondant aux dimensions nébuleuses du catalogue de HARVARD on obtient :

$$\begin{aligned} \text{NGC 3 115, } & a = 2'0, \quad k = 0,58_5, \quad m'_N = m_N + 0,58 = 10,8, \quad m'_N - m_1 = + 1,0 \\ \text{NGC 3 379, } & a = 1'0, \quad k = 0,61, \quad m'_N = m_N + 0,54 = 10,7_5, \quad m'_N - m_1 = - 0,0_5 \\ \text{NGC 4 649, } & a = 1'9_5, \quad k = 0,74, \quad m'_N = m_N + 0,33 = 10,3_5, \quad m_N - m_1 = - 0,2_5. \end{aligned}$$

En la limitant de même aux valeurs de a correspondant aux limites atteintes par les mesures de HUBBLE sur les poses de 60 min. ⁽¹²⁾, on a :

$$\begin{aligned} \text{NGC 3 115, } & a = 2'5, \quad k = 0,76, \quad m'_N = m_N + 0,30 = 10,5, \quad m'_N - m_2 = + 0,0_5 \\ \text{NGC 3 379, } & a = 1'2, \quad k = 0,65, \quad m'_N = m_N + 0,47 = 10,6_5, \quad m'_N - m_2 = + 0,1_0 \\ \text{NGC 4 649, } & a = 1'8, \quad k = 0,74, \quad m'_N = m_N + 0,33 = 10,3_5, \quad m'_N - m_2 = - 0,3_0 \end{aligned}$$

⁽¹¹⁾ La valeur de Harvard, notée incertaine, est certainement fautive ; WHITFORD (*Ap. J.*, **83**, 1936, p. 424) donne $m_p = 9,2$ pour un champ de 7,5 de diamètre ; la courbe de luminosité intégrée, légèrement extrapolée, donne pour $a \sim 260''$, $\left(\frac{a+b}{2} = 225''\right)$, $k \sim 0,88$, d'où $m_p + \Delta m_p = 9,2 - 0,15 = 9,05$, en bon accord avec la valeur $m_N = 8,85$ déduite des mesures actuelles.

⁽¹²⁾ En admettant que pour ces poses $r/a = 30$ avec les notations de HUBBLE [5], a étant tiré de sa table IV.

L'écart moyen résiduel, voisin de $\pm 0,3$ mag, indique pour les trois séries de mesures comparées des erreurs moyennes de l'ordre de $\pm 0,2$ mag, valeur en accord avec celle précédemment calculée ⁽¹³⁾; enfin la moyenne algébrique des écarts résiduels: $+ 0,1 \pm 0,1$ mag ($- 0,1 \pm 0,1$ si on rejette le résidu des mesures de HARVARD pour 3 115), confirme convenablement la valeur adoptée pour m_c .

La connaissance de m_c permet également de déterminer la brillance vraie en tout point des profils nébulaires, et en particulier pour $a = a_e$, c'est-à-dire le long de l'isophote englobant 50 % de la luminosité totale de la nébuleuse.

Cette brillance, qui peut être dite *effective*, a les valeurs indiquées dans le tableau II.

La faible dispersion des valeurs individuelles de B_e engage à en prendre la moyenne $B_e = 21,85 \pm 0,05$ mag/sec²; le nombre d'objets observés est insuffisant pour qu'on puisse dire qu'il s'agit là d'une propriété intrinsèque générale — qui serait d'ailleurs assez surprenante —. Toutefois, on peut remarquer d'une part que les écarts observés restent inférieurs à $\pm 2\varepsilon$ (§ 7), d'autre part que les valeurs observées des brillances centrales apparentes sont nettement plus dispersées (respectivement $\log B_0 = 0,45$; $0,32$; $0,05$ et $0,40$; moyenne: $+ 0,30$; écart moyen: $\pm 0,13$ contre $\pm 0,05$ sur $\log B_e$).

9. REPRÉSENTATION ANALYTIQUE DES PROFILS NÉBULAIRES.

a) *Formule de Hubble*. — Les profils photométriques des trois nébuleuses elliptiques peuvent être convenablement représentés par la formule de HUBBLE [9]:

$$(9) \quad \log B = \log B'_0 - m \log (r + r_0),$$

à condition d'admettre des valeurs de m différentes de 2.

L'ajustement empirique conduit aux valeurs suivantes :

NÉBULEUSE	AXE	$\log B'_0$	r_0	m	DOMAINE	r_0 (HUBBLE) ($m = 2$)
NGC 3 115	Grand	+ 0,50	5"	1,85	$r \geq 0",5$	5",0
NGC 3 115	Petit	+ 0,90	1",5	1,95	$r \geq 1"$	1",4
NGC 3 379	—	+ 1,20	1",0	1,75	$r > 4"$	3",3
NGC 4 649	Grand	+ 0,15	10"	2,33	$r \geq 2"$	3",6
NGC 4 649	Petit	+ 0,28	5"	1,99	$r \geq 2"$	2",6

Bien que les représentations obtenues soient généralement très bonnes, il ne semble pas possible de voir dans la formule de HUBBLE autre chose qu'une simple formule d'interpolation empirique dont les coefficients sont dépourvus de signification physique; en effet :

1° La valeur de m varie notablement d'une nébuleuse à l'autre et suivant l'axe

⁽¹³⁾ STEBBINS et WHITFORD [13] donnent aussi $\pm 0,2$ mag comme erreur moyenne des magnitudes de HARVARD.

⁽¹⁴⁾ OORT trouve de son côté pour ses clichés [3] $r_0 = 10",2$ (grand axe) et $2",84$ (petit axe) avec $m = 2$.

considéré ; si la valeur exacte $m = 2$ a pu être retenue par HUBBLE, c'est d'une part parce que le gradient de ses courbes de luminosité est trop élevé en moyenne et que, d'autre part, il est possible de jouer assez largement sur la valeur de r_0 pour compenser une erreur sur m .

La seule façon correcte de déterminer m et r_0 serait d'effectuer l'ajustement par la méthode des moindres carrés ; mais il n'a pas paru utile de le faire ici, parce que la formule (9) appelle encore d'autres objections, plus graves ;

2° La constante r_0 ne paraît avoir aucune signification physique, car elle varie beaucoup, pour une même nébuleuse, suivant l'observateur, même lorsque les observations sont concordantes (cas de NGC 3 115, comparaison avec OORT) ; elle varie aussi beaucoup d'un axe à l'autre, même si la nébuleuse est pratiquement circulaire (cas de NGC 4 649) et enfin prend des valeurs très différentes, même pour des nébuleuses de dimensions voisines (cas de NGC 3 779 et 4 649) ;

3° Le domaine de validité de la formule s'étend jusqu'à des distances au centre *inférieures* au rayon de la zone fortement perturbée par les aberrations, alors que les brillances observées dans ce domaine sont manifestement dépourvues de signification physique (cas de NGC 3 115) ;

4° Les valeurs de la brillance centrale $\log B'_0$ obtenues à partir de chacun des axes ne concordent pas, ce qui est peu satisfaisant (cas de NGC 3 115 et 4 649) ;

5° Ainsi que l'a déjà noté REDMAN [7], l'intégration de la formule (9) conduit à une luminosité totale infinie, ce qui est inadmissible.

En réalité, il est bien évident qu'on peut représenter à peu près n'importe quelle courbe ayant l'allure générale des courbes nébulaires avec une telle formule à 3 paramètres arbitraires.

b) *Nouvelle formule.* — Il semble donc intéressant de chercher à établir une autre formule, ne présentant pas les inconvénients de la formule de HUBBLE.

Pour cela, il a paru indiqué de chercher une relation entre la brillance *réduite* $\mathcal{B} = B/B_e$ et le demi-grand axe *réduit* $\alpha = a/a_e$ définissant la *courbe de luminosité réduite*.

Le tableau III et la figure 21 montrent que les valeurs relatives aux 3 nébuleuses elliptiques étudiées sont très bien représentées par la relation :

$$(10) \quad \log \mathcal{B} = -3,25 (\alpha^{1/4} - 1).$$

L'écart O — C est partout bien inférieur aux limites permises par les erreurs probables des mesures ⁽¹⁵⁾.

Sans qu'on préjuge de sa signification physique, cette relation a du moins les avantages suivants :

1° Elle ne contient qu'un seul paramètre d'ajustement, le demi-axe effectif a_e ,

⁽¹⁵⁾ En particulier, si l'on adoptait pour NGC 3 379 les valeurs probablement meilleures du seul cliché n° 10 (cf. rem. 4), l'accord avec les deux autres nébuleuses serait nettement amélioré.

TABLEAU III

Courbes de luminosité réduite, $\log \mathcal{B} = f(\alpha)$.

α	0,05	0,1	0,2	0,3	0,5	0,75	1	1,5	2	2,5	3	
$\alpha^{1/4}$	0,473	0,562	0,668	0,740	0,840	0,925	1	1,106	1,189	1,256	1,316	
NGC	a_e											
3 115	88"	(+ 1,78)	(+ 1,44)	+ 1,11	+ 0,87	+ 0,50	+ 0,21	0	- 0,33	- 0,58	- 0,80	(- 0,96)
3 379	40"	(+ 1,86)	(+ 1,62)	+ 1,19	+ 0,89	+ 0,50	+ 0,33	0	- 0,28	- 0,49	(- 0,68)	—
4 649	54"	(+ 1,62)	(+ 1,41)	+ 1,02	+ 0,79	+ 0,50	+ 0,22	0	- 0,37	- 0,68	- 0,92	(- 1,10)
Moy.	60"	(+ 1,75)	(+ 1,49)	+ 1,11	+ 0,85	+ 0,50	+ 0,25	0	- 0,33	- 0,58	- 0,80	(- 0,96)
O — C		(+ 0,02)	(+ 0,06)	+ 0,02	0,00	- 0,03	+ 0,01	0	+ 0,2	+ 0,02	+ 0,02	(+ 0,06)

intervenant dans \mathcal{B} et α , dont la signification physique est bien définie et dont la valeur n'a d'ailleurs pas été choisie à priori pour satisfaire la formule (10) ;

2° Son domaine de validité est limité aux régions où la brillance mesurée est significative ($\alpha > 0,1$; $a > 6'' \sim$) ⁽¹⁶⁾.

3° Comme on peut s'en rendre compte aisément, elle conduit à une luminosité totale finie.

Bien que la formule (10) paraisse s'appliquer à la généralité des nébuleuses elliptiques [15] et même aux amas de nébuleuses [16], il semble préférable de réserver sa discussion pour une étude future basée sur des observations plus complètes.

11. DOMAINES DE VALIDITÉ DES DÉFINITIONS DES DIMENSIONS EFFECTIVES ET TOTALES. — Les dimensions effectives déterminées à partir de la courbe de luminosité intégrée relative ne sont significatives que si elles excèdent celles de la zone, de rayon ρ , fortement affectée par la limitation du pouvoir de résolution.

La condition est donc :

$$(11) \quad b_e > \rho,$$

où ρ peut être évalué, d'après les données de OORT [2], à 4" pour les clichés pris au foyer Newton du télescope de 1,52 m du Mont Wilson, et d'après celles de REDMAN et SHIRLEY [7], à 10" environ pour ceux obtenus au foyer Newton du télescope de 0,90 m de Cambridge. Pour les clichés actuels (télescope de 0,80 m, foyer Cassegrain), des résultats préliminaires sur la correction des profils dans la région nucléaire indiquent pour ρ une valeur de l'ordre de 6", qui est intermédiaire entre les deux précédentes, et qui peut donc être adoptée comme représentative des limitations instrumentales usuelles.

Cette valeur correspondant d'ailleurs à environ 4 ou 5 fois le paramètre de disper-

⁽¹⁶⁾ Des données préliminaires indiquent que sur les profils corrigés de l'influence de la dispersion instrumentale, le domaine de validité s'étend au moins de $\alpha = 0,01$ à $\alpha = 6$ (rapport des brillances : 10^4).

sion, σ précédemment défini, la condition (11) appliquée aux profils bruts observés s'écrit ainsi :

$$(12) \quad b_e \geq 5\sigma,$$

Dans ces conditions, les valeurs des axes *effectifs* d'une nébuleuse globulaire telle que $a_e \sim 60''$ pour $m \sim 10$, déduites des profils apparents, resteraient significatives jusque vers $m \sim 15$ ($b_e \sim 6''$).

Il serait possible d'aller nettement plus loin en partant de profils convenablement corrigés de la dispersion instrumentale déterminée à l'aide des images stellaires. D'après quelques données préliminaires, on peut estimer que la correction resterait efficace tant que

$$(13) \quad b_e \geq \sigma,$$

ce qui reporterait la limite des possibilités de détermination directe des axes effectifs, à partir des profils corrigés, jusque vers $m \sim 18$ dans le cas considéré ($b_e > 1'',2$).

Mais l'emploi des dimensions *totales* ⁽¹⁷⁾ permettrait d'aller encore plus loin ; si l'on admet en moyenne que $a_T \sim 4 a_e$, la condition

$$(14) \quad a_T > \rho$$

indique que, dans les mêmes conditions que ci-dessus, la détermination de a_T , à partir des profils apparents, resterait significative jusque vers $m \sim 18$ et, à partir des profils corrigés, jusque vers $m \sim 21$.

La détermination des dimensions totales — et par elles celle des dimensions effectives — resterait donc possible dans tous les cas jusqu'à la limite extrême de reconnaissance des nébuleuses sur les clichés.

L'usage des dimensions effectives et totales des nébuleuses extragalactiques permettra sans doute d'aborder utilement l'étude systématique d'une de leurs caractéristiques fondamentales, jusqu'ici mal connue faute d'une définition satisfaisante [14].

CONCLUSION

Ce premier travail a été essentiellement consacré à la mise au point de techniques d'observation et de réduction correctes ; les valeurs numériques qui y ont été données pour les différentes grandeurs caractéristiques nébulaires ne doivent pas être considérées comme définitives, puisque, comme il a été expliqué, les régions extérieures de faible brillance ne peuvent être convenablement étudiées que sur des clichés pris au foyer Newton ⁽¹⁸⁾, lequel était inaccessible à l'époque des observations. Pour cette raison,

⁽¹⁷⁾ Contrairement à celle de « dimensions effectives », il n'est pas certain, ni même probable, que la notion de « dimensions totales », telle qu'elle a été introduite, corresponde à une réalité physique [15] ; mais cela ne constitue pas un obstacle à son usage pour l'application envisagée.

⁽¹⁸⁾ Les mesures actuelles s'arrêtent en moyenne vers $\log B \sim 3,5$, c'est-à-dire à un niveau de brillance inférieur de 6 à 7 magnitudes à la brillance apparente du ciel, soit $m_1 \sim 24$ mag/sec² ; dans les mêmes conditions, les mesures au foyer Newton permettraient d'atteindre la brillance limite $m_1 \sim 28$ mag/sec et de réduire ainsi considérablement les extrapolations nécessaires.

la publication des mesures relatives aux autres objets déjà observés sera différée jusqu'à ce que ces clichés complémentaires aient pu être obtenus.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier ici ceux qui m'ont conseillé, aidé ou assisté au cours de ce travail :

Le Dr R. O. REDMAN, dont les conseils m'ont été précieux tant au moment de sa préparation que de sa rédaction ;

Mr Ch. FEHRENBACH, qui m'a facilité l'usage du télescope de 80 cm et a très obligeamment mis à ma disposition son sensitomètre à tubes ;

Mme A. de VAUCOULEURS, qui m'a constamment assisté au télescope et s'est chargée de l'étalonnage des clichés ;

Mr H. MINEUR, auquel je suis redevable de l'affectation comme collaborateur technique de Mr P. GRIBOVAL, qui a effectué la plupart des enregistrements, ainsi qu'une grande partie de leur dépouillement.

Les frais de la mission en Haute Provence ont été partiellement couverts par une subvention du C. N. R. S.

Manuscrit reçu le 24 septembre 1948.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] H. SHAPLEY and A. AMES. *Ann. Obs. Harvard College*, **88** (1932), n° 2.
- [2] G. DE VAUCOULEURS, *Journ. d. Observ.*, **31** (1948), p. 113 = *Contrib. Inst. Astroph. Paris*, Série B, n° 23 (1948).
- [3] J. H. OORT, *Astroph. Journ.*, **91** (1940), p. 273.
- [4] J. H. OORT, *Monthly Not. R. A. S.*, **106** (1946), p. 171.
- [5] E. HUBBLE, *Astroph. Journ.*, **71** (1930), p. 231.
- [6] R. O. REDMAN, *Monthly Not.*, **96** (1936), p. 588.
- [7] R. O. REDMAN and E. G. SHIRLEY, *Monthly Not.*, **98** (1938), p. 613.
- [8] A. DANJON et A. COUDER, *Lunettes et Télescopes*, Paris (1935).
- [9] A. COUDER, *L'Astronomie*, **48** (1934), p. 25.
- [10] G. DE VAUCOULEURS, *Sc. et Ind. Phot. (2)*, **114** (1943), pp. 149 et 193 = *Publ. Obs. Houga*, n° 10 (1944).
- [11] G. DE VAUCOULEURS, *Sc. et Ind. Phot. (2)*, **17** (1946), p. 257 = *Publ. Inst. Astroph. Paris*, Série B, n° 15 (1946) ; voir aussi *Contrib. I. A. P.*, Série A, n° 24.
- [12] H. C. VAN DE HULST, *Astronom. Journ.*, **53** (1948), p. 118.
- [13] J. STEBBINS and A. E. WHITFORD. *Astroph. Journ.*, **86** (1937), p. 247 = *Contrib. Mt. Wilson*, n° 577.
- [14] G. DE VAUCOULEURS, *Comptes Rendus Ac. Sc.*, **226** (1948), p. 1 692 = *Contrib. Inst. Astroph.*, Série A, n° 18.
- [15] G. DE VAUCOULEURS, *Comptes Rendus Ac. Sc.*, **227** (1948), p. 548 = *Contrib. Inst. Astroph.*, Série A, n° 26.
- [16] G. DE VAUCOULEURS, *Comptes Rendus Ac. Sc.* **227** (1948), p. 586 = *Contrib. Inst. Astroph.*, Série A, n° 27.