

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 16 (1963)
Heft: 3

Artikel: Technique et réduction des mesures dans un nouveau système de photométrie stellaire
Autor: Rufener, Frédy
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-739358>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 01.05.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

TECHNIQUE ET RÉDUCTION DES MESURES DANS UN NOUVEAU SYSTÈME DE PHOTOMÉTRIE STELLAIRE

PAR

Frédy RUFENER

RÉSUMÉ

Le télescope et le photomètre utilisés à l'Observatoire de la station scientifique internationale du Jungfraujoch (3577 m) sont décrits. Après avoir formulé théoriquement les effets de l'extinction atmosphérique pour une photométrie à larges bandes passantes, les perfectionnements apportés à la méthode de Bouguer sont présentés. Une méthode de normalisation des magnitudes dans le nouveau système de photométrie en sept couleurs de l'Observatoire de Genève est établie. Elle est suivie d'une analyse de la précision obtenue. Ces méthodes ont été appliquées à la réduction de 350 étoiles.

INTRODUCTION

Les recherches entreprises à l'Observatoire de Genève sont orientées sur l'étude des amas galactiques. A cette fin, l'étude d'un système photométrique photoélectrique a été entreprise. Le programme fixé comporte des observations à travers sept bandes passantes plus ou moins larges dont la distribution dans le spectre s'écarte des systèmes utilisés jusqu'ici. Pour atteindre le but prévu, il est nécessaire d'obtenir des résultats très homogènes et d'une grande précision. L'objet de ce travail est la description des méthodes mises au point pour les mesures et leur dépouillement. Les principales difficultés dont nous avons essayé de réduire l'influence concernent l'extinction atmosphérique, l'impossibilité d'utiliser un standard photométrique existant et les particularités du site d'observation. L'ensemble des observations déjà faites sera publié séparément.

1. LES INSTRUMENTS ET LES MESURES

1.1 TÉLESCOPE ET PHOTOMÈTRE

Installé sur la table équatoriale de l'Observatoire de la station scientifique internationale du Jungfraujoch, notre télescope est équipé d'une combinaison optique de type Cassegrain taillée par MM. Texereau et Bacchi. La monture a été dessinée et

partiellement réalisée par l'Observatoire de Genève. Ses caractéristiques principales sont :

Miroir principal:	Diamètre	405 mm
	Longueur focale	2016 mm
	Trou central	80 mm
Miroir hyperbolique:	Diamètre	97 mm
	Longueur focale	-656 mm
Combinaison Cassegrain:	Longueur focale résultante	~7200 mm
	Rapport	$F/D \cong 18$

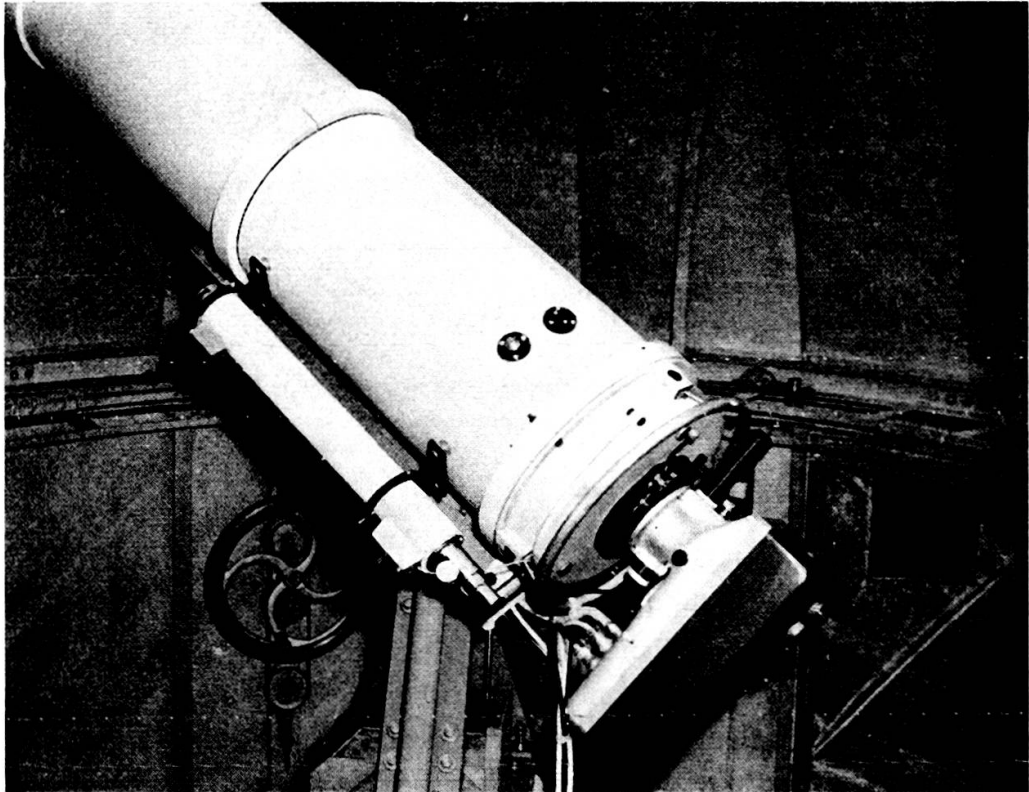


Fig. 1

L'obturation centrale est faible, le champ de pleine lumière se limite à 4 minutes d'arc. La figure 1 donne une vue d'ensemble du télescope en service. La figure 2 donne le schéma de principe de l'équipement de mesure.

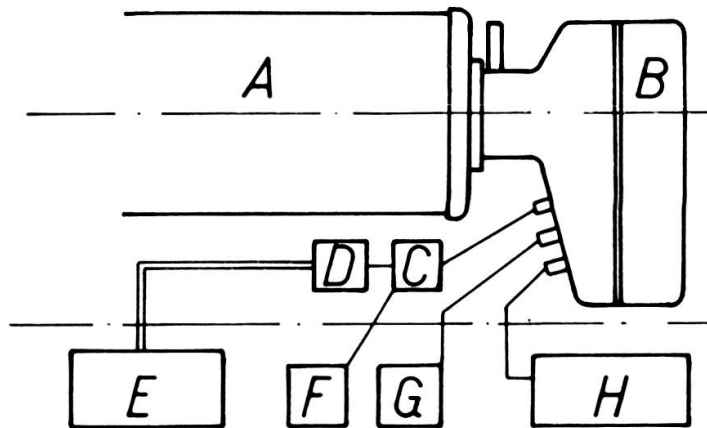
Le photomètre photoélectrique a été étudié et réalisé par l'atelier de l'Observatoire.

La partie optique comprend :

- a) Le viseur de champ avec réticule
- b) Les sept diaphragmes interchangeables
- c) Le viseur de centrage et de mise au point.

L'étoile est alors observée à travers le diaphragme choisi. Nous pouvons éclairer les bords de celui-ci sans illuminer le champ.

- d) Les filtres montés sur un barillet. Nous les choisissons à l'aide d'une commande à distance. L'immobilisation du barillet dans une position bien déterminée est assurée par l'engagement d'un cylindre dans une rainure prismatique de section triangulaire.
- e) La lentille de Fabry en quartz fondu
- f) Le photomultiplicateur et le diviseur de tension nécessaire pour l'alimentation de ses dynodes



- A : Télescope*
B : Photomètre
C : Potentiomètre
D : Préamplificateur
E : Millivoltmètre enregistreur
F : Télécommande du potentiomètre
G : Télécommande des filtres
H : Alimentation haute tension

Fig. 2

La partie concernant la mesure du courant photoélectrique est scindée en deux :

- a) La section « haute impédance » comprenant d'une part, le potentiomètre de charge qui présente dix sorties régulièrement étagées. Le rapport des résistances, donc des courants mesurables, entre la dixième et la première sortie est d'environ 850; cela offre une plage de 7,3 magnitudes. La commutation sur chaque sortie se fait à distance. d'autre part, le préamplificateur (Philips PR 7500) qui est le circuit d'entrée du millivoltmètre enregistreur électrostatique (Philips PR 2201 E/21)

Ces deux éléments sont placés dans des enceintes étanches, desséchées et thermostatées. L'ensemble est fixé sur la table équatoriale de façon que les connections avec le photomultiplicateur soient courtes et rigides.

- b) La section « basse impédance » est installée dans un laboratoire adjacent à la coupole. Elle comprend l'enregistreur du millivoltmètre, les circuits de commande à distance des filtres et du potentiomètre de charge et enfin, une alimentation stabilisée pour le photomultiplicateur construite par M. F. Bosson, anciennement à l'Observatoire de Paris.

Les mesures sont conduites systématiquement et toujours de la même manière:

- a) Mesures des sept couleurs prises dans l'ordre
b) Mesure de contrôle sur l'une des premières couleurs
c) Mesures dans les mêmes conditions de sensibilité des « fonds du ciel » relatifs aux sept couleurs (c'est-à-dire, mesure du courant d'obscurité augmenté du courant produit par l'éclairement de la cathode dû au flux compris dans l'angle solide que délimite le diaphragme, sur une région dépourvue d'étoiles, dans le voisinage immédiat de l'étoile observée).

La durée nécessaire pour toutes ces opérations, y compris la mise en place de l'instrument, est en moyenne de vingt minutes par étoile.

1.2 PHOTOMULTIPLICATEUR

Le photomultiplicateur est à vingt étages, d'un type développé à l'Observatoire de Paris par le professeur A. Lallemand [1]. La photocathode est une couche Antimoine-Caesium opaque, la fenêtre est normale. Pour l'instant le photomultiplicateur n'est pas refroidi. Nous verrons que cette circonstance n'a pas sérieusement hypothéqué la précision des observations. Il faut noter à ce sujet qu'au Jungfrauoch, par beau temps, la température reste basse et stable du crépuscule à l'aube. La température diurne moyenne y est voisine de -10° C si l'on exclut les 3 mois d'été. La variation diurne de la température y est en général faible (différence entre la moyenne de 7 h. 30 et celle de 13 h. 30: $\sim 1^{\circ}$ C).

Courant d'obscurité

La figure 3 montre la variation du courant d'obscurité avec la tension entre dynodes, observée pour deux températures. Ces caractéristiques ont été établies après un renouvellement des dessiccateurs incorporés, l'un dans le boîtier du photomultiplicateur et l'autre dans le compartiment du photomètre qui contient ce boîtier. Ces courbes sont comparables à celles données par R. W. Engström [2]. Nous y recon-

naissions pour $V \leq 70$ volts par dynode la prédominance du courant de fuite ohmique (linéarité entre la tension et le courant) et pour $V \geq 80$ volts par dynode l'importance croissante de l'émission thermoïonique amplifiée par les 20 étages (loi exponentielle). Afin de contrôler l'efficacité des desséchants nous mesurons périodiquement ces caractéristiques, ainsi que l'amplitude du bruit du courant d'obscurité en fonction de la tension d'alimentation. La figure 4 donne cette dernière relation pour les mêmes conditions d'observation que celles de la figure 3.

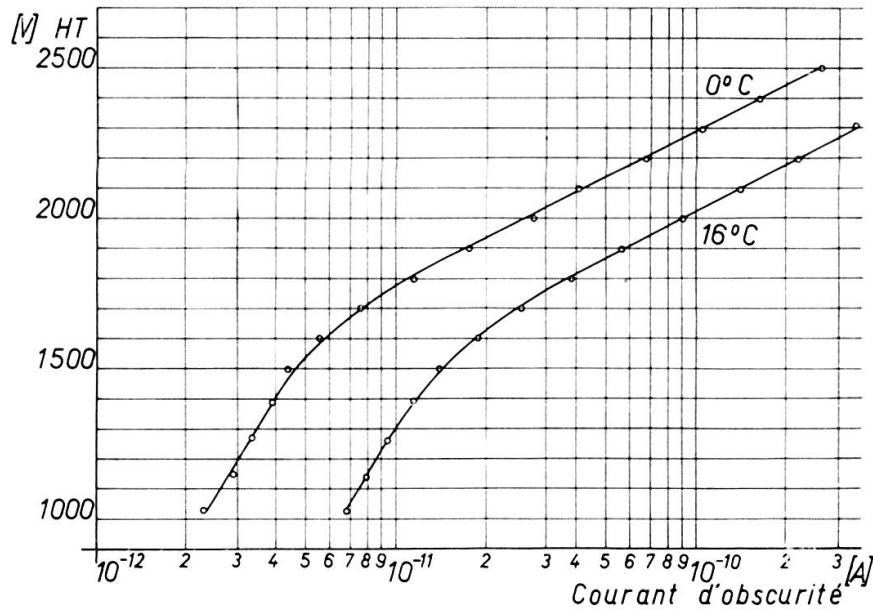


Fig. 3

Au cours des nuits de travail, la température a toujours été inférieure à 0°C et la tension entre dynodes au plus égale à 75 volts. Nous étions ainsi dans une région favorable relativement au rapport signal/bruit. Le courant d'obscurité a certainement été maintenu au-dessous de la valeur $4 \cdot 10^{-12}\text{ A}$ laquelle correspond au dixième de l'échelle du millivoltmètre pour la gamme de mesure la plus sensible.

Sensibilité chromatique relative

Les méthodes de dépouillement envisagées aux chapitres 2 et 3 exigent une bonne connaissance de la réponse spectrale relative du détecteur. Son étude directe et précise en laboratoire est un travail délicat qui requiert un équipement onéreux dont l'Observatoire ne dispose pas. Nous avons procédé d'une manière indirecte, en interprétant par approximations successives, nos observations en sept couleurs d'une étoile chaude dont $B(\lambda, T)$, la distribution spectrale relative de l'intensité est quasi continue et bien connue. Dans ce but nous avons choisi l'étoile 15 Mon (S Mon) de type 0_7 et les mesures spectrophotométriques de D. Chalonge et L. Divan [3]. Celles-

ci sont en accord satisfaisant avec les mesures en six couleurs publiées par Stebbins et Kron [4].

Les autres hypothèses sont :

- 1) La courbe de sensibilité spectrale relative du photomultiplicateur est approximativement connue, elle est du type $S-4$. C'est une fonction continue que nous appellerons $S(\lambda)$.

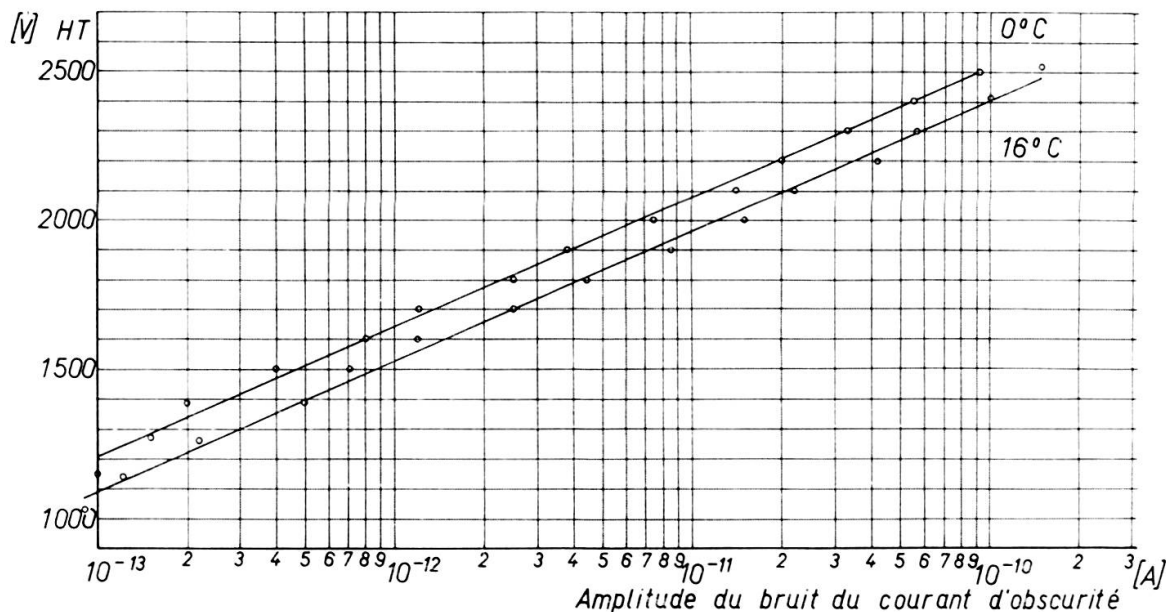


Fig. 4

- 2) La transmission optique des filtres, $f(\lambda)$, est soigneusement mesurée (voir paragraphe suivant).
- 3) Le pouvoir réflecteur des miroirs, $r(\lambda)$, est convenablement apprécié à l'aide des données fournies dans la littérature [5, 6].

Considérons pour 15 Mon les sept magnitudes hétérochromatiques normalisées, obtenues de la manière qui est exposée au chapitre 5; elles correspondent, à une constante près, à la formule (14) du paragraphe 2.3.

$$m_{0i} = m_{0i}(\lambda_i, T) - 0,543 \left(\frac{\mu_i}{\lambda_i} \right)^2 \left(\lambda^2 \frac{B''}{B} \right)_{\lambda_i} + \Phi_i$$

où l'indice i est relatif aux couleurs et

$$m_{0i}(\lambda_i, T) = -2,5 \log B(\lambda_i, T)$$

est la magnitude monochromatique à λ_i ; on peut la calculer à l'aide des mesures spectrophotométriques

$$0,543 \left(\frac{\mu_i}{\lambda_i} \right)^2 \left(\lambda^2 \frac{B''}{B} \right)_{\lambda_i} = \Delta_{im}$$

est une correction dépendant de la couleur de l'étoile, due à la largeur de la bande passante du filtre. On peut l'apprécier en première approximation.

$$\Phi_i = -2,5 \log \int_0^{\infty} \varphi_i(\lambda) d\lambda$$

est la « magnitude » de la surface de la courbe de réponse électrique du filtre i .

Nous pouvons déterminer ainsi, par voie expérimentale, les magnitudes Φ_i à une constante près.

$$\Phi_i = m_{0i} + 2,5 \log B(\lambda_i, T) + \Delta_{im}$$

et les exprimer en « intensités »

$$J_i = 10^{-\frac{\Phi_i}{2,5}}$$

Calculons ces mêmes grandeurs directement à partir de $f_i(\lambda)$, $r(\lambda)$ et $S(\lambda)$ par intégration numérique.

$$J_i^* = \int_0^{\infty} f_i(\lambda) r(\lambda) S(\lambda) d\lambda .$$

Le rapport J_i/J_i^* doit être le même, quel que soit i . Si tel n'est pas le cas nous adaptons $S(\lambda)$ pour qu'il le devienne. La figure 5 montre la fonction $S(\lambda)$ qui s'est révélée satisfaisante après quelques itérations du procédé. Pour comparaison, nous y avons représenté aussi les fonctions de type $S - 4$ publiées dans [1, 2, 23].

Si cette méthode n'est pas rigoureuse en ce qui concerne $S(\lambda)$ seule, elle est toutefois bien adaptée à notre but qui est en définitive la connaissance précise à un facteur près des sept fonctions $\varphi_i(\lambda) = f_i(\lambda) r(\lambda) S(\lambda)$.

Stabilité de la sensibilité globale (Gain)

Il est bien connu que la permanence de la réponse d'un photomultiplicateur travaillant en dessous de la limite de fatigue dépend essentiellement de la stabilité de l'alimentation en tension des dynodes. Il faut signaler aussi les variations de gain corrélatives aux variations de températures de la cathode et des dynodes. A. T. Young [7] donne à ce sujet un coefficient thermique de 0,7% par °C pour les couches Antimoine-Caesium. Les effets d'un champ magnétique variable en intensité ou en direction sont aussi sensibles. L'ordre de grandeur indiqué par A. Lallemand [1] pour ses photomultiplicateurs est une variation de gain d'environ un pour cent par gauss. Pour limiter les effets d'une insuffisance technique relativement à ces trois facteurs,

la réduction de nos observations, telle qu'elle est décrite dans les chapitres suivants, ne postule la stabilité précise du gain que pendant des intervalles de temps courts (≤ 30 min.). Notre équipement est alors suffisant pour assurer une telle performance (variation de gain inférieure à un demi pour cent par heure).

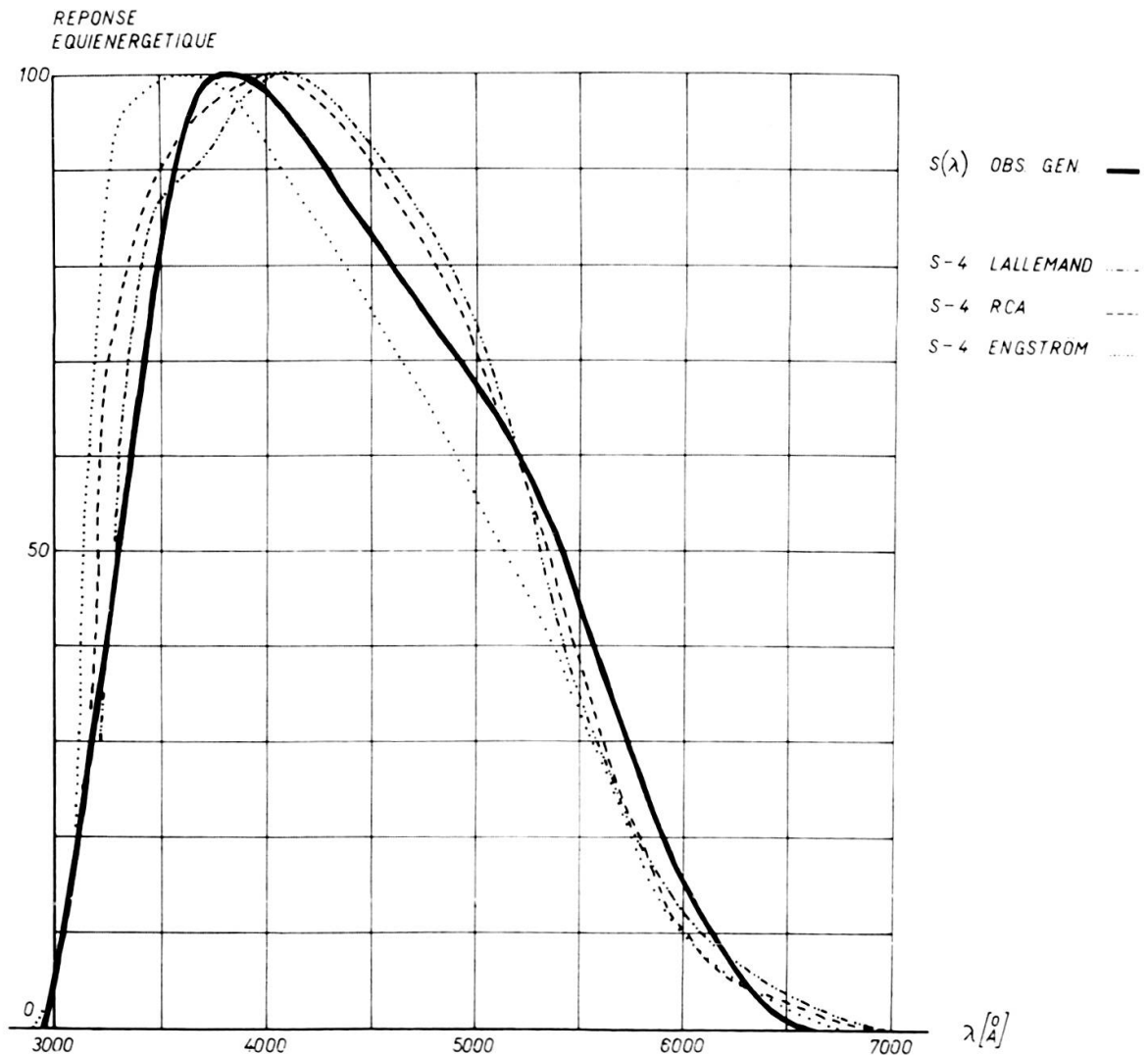


Fig. 5

Stabilité de la sensibilité chromatique relative

Parmi les causes dont l'influence sur la sensibilité chromatique relative est avérée ou seulement suspectée, on peut distinguer deux catégories

- a) Facteurs dont l'action est continue ou à courte échéance
- 1) température de la photocathode
 - 2) champ magnétique
 - 3) flexion des liaisons mécaniques entre les miroirs, la lentille de Fabry et la photocathode.

b) Facteurs dont l'action est discontinue ou à longue échéance

- 1) changement de la tension d'alimentation des dynodes [8]
- 2) modification de la position relative entre lentille de Fabry et photocathode
- 3) vieillissement et altération des surfaces réfléchissantes.

L'énumération de ces facteurs justifie et même, rend indispensable le rattachement systématique des nouvelles observations à un standard constitué au cours d'une période initiale courte et homogène. Les effets de la seconde catégorie sont alors

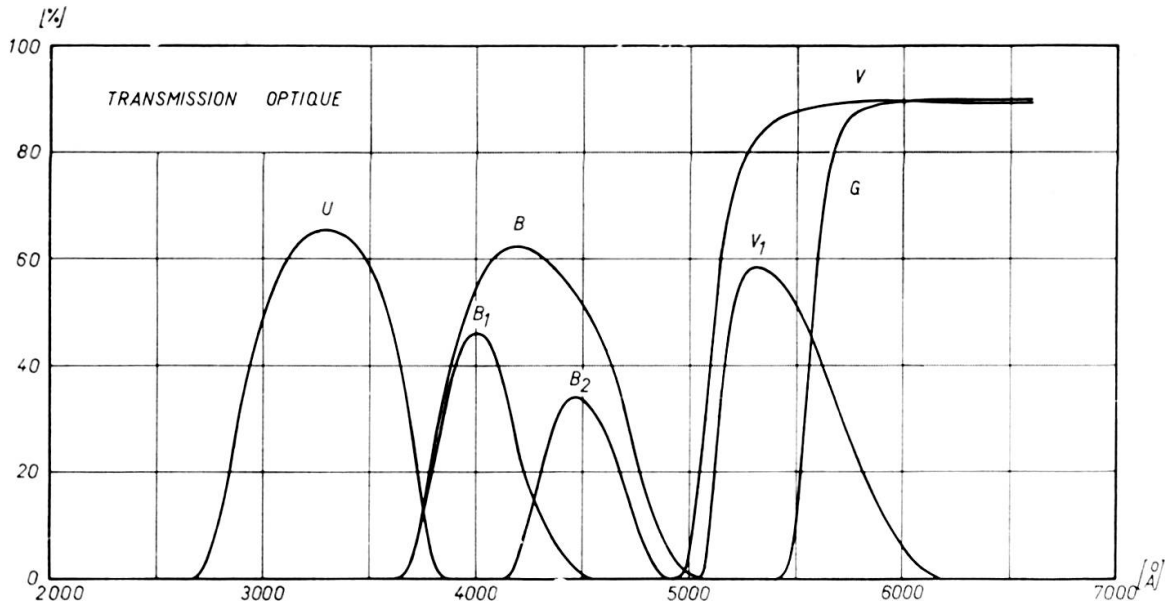


Fig. 6

absorbés globalement par ce rattachement. Ceux de la première catégorie sont plus gênants; en particulier pour nous qui n'avons momentanément pas de thermostatisation de la photocathode, l'effet de température pourrait être critique. M. Lontie-Bailliez et A. Meessen [9] et A. T. Young [7] indiquent que la réponse chromatique relative varie peu avec la température pour $\lambda < 5000 \text{ \AA}$; par contre, pour $\lambda > 5000 \text{ \AA}$ la variation est importante. Heureusement deux circonstances amortissent cet effet nuisible

- 1) Le fait déjà signalé d'une stabilité naturelle de la température au Jungfraujoch
- 2) La méthode de réduction décrite au chapitre 3 (voir n° 3.4)

1.3 FILTRES ET COURBES DE RÉPONSES

Les études préliminaires de M. Golay [10] ont situé dans le spectre les positions intéressantes pour de nouvelles bandes passantes. Elles ont aussi mis en évidence les inconvénients de trop larges recouvrements entre bandes passantes ainsi que l'in-

fluence nuisible des accidents du continu stellaire apparaissant simultanément dans des bandes voisines. Nous avons finalement adopté les combinaisons de filtres en verre absorbant de Schott et Corning décrites dans le tableau I. (L'utilisation de filtres interférentiels à bandes larges a été évitée car ceux-ci nous sont apparus comme insuffisamment homogènes et stables dans le temps.)

TABLEAU I

N°	Nom	Verres Schott et épaisseurs	λ . extrêmes en Å	λ . à τ max	τ max en %
1	<i>U</i>	<i>UG</i> 11 4 mm	2700/3850	3330	65
2	<i>B</i>	<i>BG</i> 12 2 mm + <i>GG</i> 13 2 mm	3640/5080	4220	64,5
3	<i>V</i>	<i>OG</i> 4 2 mm	4960/ —	—	91
4	<i>B</i> ₁	<i>GG</i> 13 2 mm + <i>UG</i> 3 4 mm + <i>BG</i> 23 1 mm	3650/4600	4000	45
5	<i>B</i> ₂	<i>BG</i> 25 3 mm + <i>GG</i> 3 4 mm	4120/4940	4470	34
6	<i>V</i> ₁	<i>OG</i> 4 2 mm + <i>BG</i> 18 3 mm	5030/6200	5300	56
7	<i>G</i>	Corning 3-67 1,5 mm	5400/ —	—	91

Nous avons collé avec du Baume de Canada les filtres composés de plusieurs verres. La figure 6 représente la transmission optique de ces filtres. Celle-ci s'est révélée identique après un intervalle de deux ans. Les mesures de transmission ont été faites avec un spectrophotomètre enregistreur Beckmann aimablement mis à notre disposition par le « Battelle Memorial Institute » de Genève.

Nous avons apprécié le pouvoir réflecteur des miroirs aluminés et la transmission du quartz de la lentille de Fabry d'après les données de la littérature [5, 6, 11]. Les courbes de réponses « électriques » des filtres, obtenues en combinant les transmissions des filtres, miroirs et lentille de Fabry avec la réponse de la photocatode, sont représentées à la figure 7. Ce sont celles qui définissent notre standard photométrique et qui ont été ajustées de la manière décrite au paragraphe précédent. On trouvera leurs caractéristiques numériques au début du chapitre 5.

On remarquera que nos couleurs *U B V* sont proches de celles du système *UBV* de Johnson-Morgan [12], notre *U* empiète toutefois moins sur la discontinuité

de Balmer. Les couleurs B et V ont été conservées afin de disposer d'un moyen de comparaison avec le système Johnson-Morgan. Les couleurs nouvelles sont B_1 et B_2 d'une part et V_1 et G d'autre part; leurs bandes passantes sont intérieures respectivement à celles de B et V . Le compromis recherché entre une réponse suffisante et un recouvrement minimum est bien réalisé pour B_1 et B_2 ; il l'est moins pour V_1 et G .

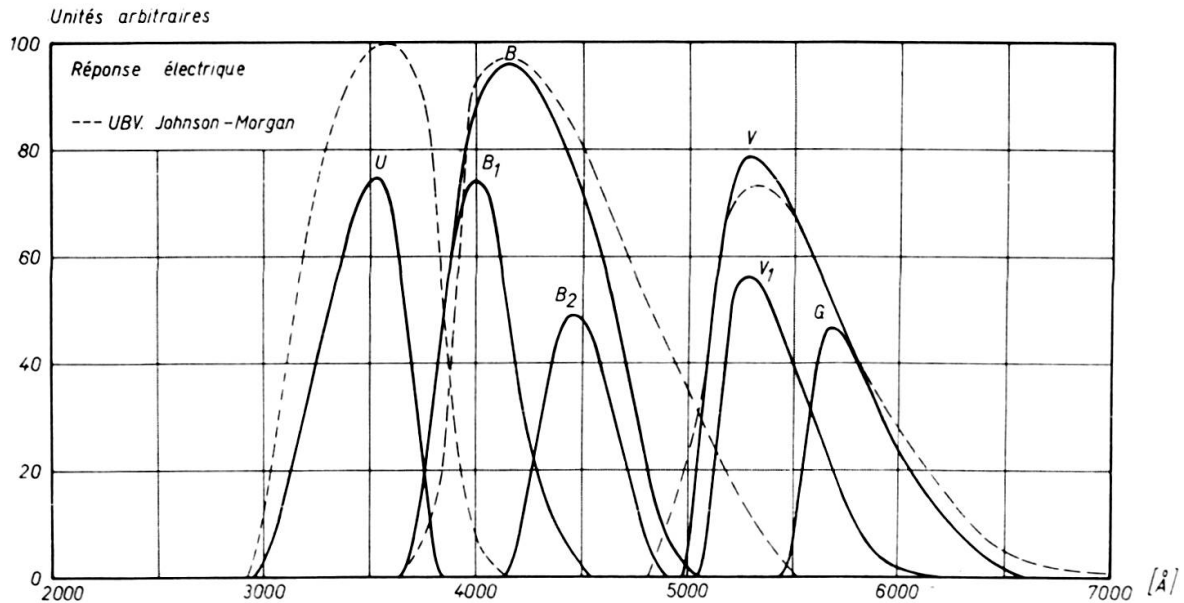


Fig. 7

Malheureusement le nombre limité des verres disponibles ne nous a pas permis de l'améliorer. Notons encore qu'au voisinage de $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, la différence des seuils pour V et V_1 est due essentiellement au fait que les deux verres $OG 4$ proviennent de coulées différentes.

1.4 MESURE DU COURANT PHOTOÉLECTRIQUE

Le courant photoélectrique traverse une chaîne de dix résistances de charge dont les rapports consécutifs sont voisins de deux. Nous obtenons de cette manière dix gammes de sensibilité qui se recouvrent largement (de $5 \cdot 10^{-11} \text{ A}$ à $4 \cdot 10^{-8} \text{ A}$ pour toute l'échelle de l'enregistreur). Le millivoltmètre mesure la tension qui apparaît aux bornes de la résistance de charge choisie par une méthode d'opposition. Un pont calibré fournit une tension proportionnelle à la position du curseur enregistreur sur le potentiomètre de mesure (25 cm de longueur, composé de 1000 spires.) La tension à mesurer et celle fournie par le pont sont mises en opposition aux bornes d'un condensateur vibrant à haute impédance ($> 10^{14} \Omega$). La tension de déséquilibre est alors modulée; amplifiée elle asservit la position du curseur enregistreur de façon que le

déséquilibre s'annule. La mesure du courant est ainsi ramenée à une mesure de longueur. La précision de cette mesure est limitée pratiquement par la linéarité du potentiomètre de mesure et son nombre de spires. Nous pouvons admettre avec le fabricant que la déviation est définie avec une précision de $\pm 0,25$ mm.

Une autre source d'imprécisions réside dans la connaissance imparfaite des rapports de sensibilité correspondant aux différentes sorties de la résistance de charge. Nous étalonnons ces facteurs de proportionnalité en mesurant, avec l'ensemble de l'équipement, un flux relativement intense, stable et sans scintillation. (Nous avons utilisé à cette fin un petit angle solide pris sur le ciel bleu pendant la culmination du soleil, ou la source fluorescente de M. D. Chalonge [24] montée en étoile artificielle à 1 km de distance.) Le signal enregistré est quasiment dépourvu de bruit, étant donné l'absence de scintillation et le faible gain nécessaire. Nous mesurons alors plusieurs fois les rapports des déviations pour deux sensibilités consécutives. En variant le gain nous déterminons de cette manière les 9 rapports des 10 gammes de sensibilité. Nous surveillons l'évolution de ces rapports (vieillessement des résistances) en répétant cet étalonnage à intervalles réguliers. Les valeurs utilisées pour le dépouillement sont interpolées entre celles données par les étalonnages successifs. La réduction des mesures d'une étoile ne fait intervenir en général que deux rapports, parfois trois. Ceux-ci sont introduits dans les calculs sous la forme d'une différence de magnitude (2,5 fois le logarithme du rapport). Des déterminations indépendantes mais rapprochées dans le temps ont permis d'en contrôler la précision. L'expérience montre que l'erreur introduite de cette façon est inférieure à $\pm 0,003$ magnitudes par rapport de sensibilité.

L'erreur sur l'appréciation d'une déviation introduite par la mesure du courant seule (sans l'effet de la scintillation) est comparable à l'erreur d'un rapport de sensibilité. En effet, une déviation peut toujours être plus grande ou égale à la moitié de l'échelle de mesure, soit 12,5 cm. L'erreur relative est donc au plus

$$\varepsilon \cong \frac{\pm 0,25}{125} = \pm 2 \text{ ‰} . \text{ Soit en magnitudes } \pm 0,002.$$

2. L'EXTINCTION ATMOSPHÉRIQUE DANS LE CAS D'UNE PHOTOMÉTRIE A LARGES BANDES PASSANTES

2.1 GÉNÉRALITÉS

En ce qui concerne les étoiles brillantes il est connu que la précision des mesures de photométrie photoélectrique est limitée en premier lieu par des influences atmosphériques. L'altération des flux lumineux stellaires résultant de leur propagation à

travers des épaisseurs variables d'atmosphère est attribuée à l'extinction et à la scintillation. Ces deux termes recouvrent les phénomènes principaux suivants:

a) *Extinction* : action de l'air considéré comme stable et homogène. L'affaiblissement du flux est occasionné par:

- 1) La diffusion moléculaire des gaz de l'atmosphère
- 2) Les bandes d'absorption des gaz de l'atmosphère
- 3) Les absorptions et la diffusion dues aux poussières et aux cristaux en suspension dans l'atmosphère.

b) *Scintillation* : action des défauts d'homogénéité de l'air. Ils ont pour effet de moduler le flux selon un spectre de fréquences aléatoirement distribuées. On peut citer les mécanismes suivants:

- 1) Les turbulences et translations de masses d'air provoquent des variations de l'indice de réfraction et par la suite, des déformations de la surface d'onde.
- 2) Les irrégularités de structure des couches absorbantes.

Il est évident qu'une appréciation correcte de l'affaiblissement du flux lumineux ayant traversé l'atmosphère à un instant et dans une direction donnée est un problème difficile. Lorsqu'on désire obtenir, avec précision, des mesures réduites hors de l'atmosphère, il est légitime d'envisager une étude approfondie de cette question. Il faut toutefois ne pas perdre de vue l'alternative suivante:

a) L'extinction est convenablement connue à l'aide de nombreuses mesures exigeant beaucoup de temps. Cette connaissance n'est utilisée qu'à réduire un tout petit nombre de mesures d'étoiles nouvelles hors de l'atmosphère.

b) On se contente d'une appréciation grossière de l'extinction que l'on utilise à la réduction d'un grand nombre d'observations d'étoiles nouvelles.

Il est donc nécessaire d'arriver à un compromis qui puisse satisfaire les exigences de précision et de rendement. D'autres facteurs compliquent encore le problème et vont influencer le choix d'une méthode. Citons en particulier:

- 1) Les filtres utilisés sont à bandes larges. La valeur de l'extinction varie alors avec la distribution spectrale du flux reçu de l'étoile (déplacement de la longueur d'onde effective).
- 2) Les mesures sont faites en sept couleurs, cela demande un temps d'observation assez long (environ vingt minutes par étoile).
- 3) Nous ne disposons pas d'un standard photométrique pour les sept couleurs choisies.
- 4) Le Jungfrauloch est un site d'observation assez particulier. Les nuits photométriquement bonnes sont assez rares. Elles se groupent souvent en petites séries de 3 à 5 nuits. Les séries sont toujours largement espacées dans le temps.

2.2 HYPOTHÈSES RELATIVES A L'EXTINCTION

Rappelons que dans le cas des bandes passantes quasiment monochromatiques, on détermine habituellement l'extinction atmosphérique en utilisant la méthode de la droite de Bouguer:

$$m_{0, \lambda} = m_{z, \lambda} - k_{\lambda} F_z$$

$m_{0, \lambda}$ = magnitude hors de l'atmosphère

$m_{z, \lambda}$ = magnitude au sol mesurée à la distance zénithale z

k_{λ} == coefficient d'extinction en magnitude par unité de masse d'air

F_z = masse d'air traversée pour la distance zénithale z

(l'unité étant la masse d'air au zénith)

Une même étoile observée au cours d'une nuit à différentes valeurs de z permet de calculer $m_{0, \lambda}$ et k_{λ} , graphiquement ou par les moindres carrés.

Les hypothèses nécessaires sont:

- 1) Constance de l'intensité du rayonnement de l'étoile observée.
- 2) Permanence de la sensibilité instrumentale.
- 3) Isotropie de l'atmosphère dans tout l'angle solide utilisé.
- 4) Permanence des propriétés diffusantes et absorbantes de l'atmosphère pendant la nuit.

On peut procéder de même dans le cas des bandes passantes larges, toutefois le coefficient d'extinction obtenu par la droite de Bouguer dépend alors de la couleur de l'étoile observée. Nous verrons plus loin qu'il est justifié d'utiliser un coefficient d'extinction hétérochromatique de la forme

$$k = k_1 + k_2 C$$

où C est un indice de couleur par exemple.

Si l'on veut déterminer k_1 et k_2 expérimentalement il y a donc lieu d'appliquer la méthode de Bouguer à deux étoiles de couleur différente au moins. Tous les observateurs confirment que ce schéma donne lieu à des résultats pratiques d'une précision nettement insuffisante. Les échecs proviennent du fait qu'en plus des erreurs de mesures inévitables les hypothèses nécessaires ne sont que partiellement réalisées. Si un choix judicieux des étoiles d'extinction permet de satisfaire la première hypothèse avec assez de sécurité il est déjà plus difficile de garantir le bien-fondé de la seconde.

En effet, sur un grand intervalle de temps, il est techniquement téméraire de postuler que la variation de la sensibilité absolue de l'ensemble instrumental soit inférieure à un pour cent. On élimine partiellement cette difficulté en appliquant

directement la méthode de Bouguer aux indices de couleurs (différence de magnitudes donc rapports des intensités mesurées consécutivement dans deux bandes différentes). La seconde hypothèse se réduit alors à considérer que la sensibilité spectrale relative reste constante sur un grand intervalle de temps et que la sensibilité absolue reste constante au minimum pendant le temps d'une mesure complète.

Les qualités climatiques et météorologiques du site d'observation ont une importance capitale car il est évident que de nombreux facteurs de cet ordre sont susceptibles de compromettre les deux dernières hypothèses. C'est là que réside le plus d'arbitraire et la source des plus grosses difficultés. Plusieurs méthodes ont été imaginées pour améliorer les résultats que l'on peut obtenir au cours d'une seule nuit. Nous citerons en particulier les travaux de Johnson et Morgan [12], Wacver [13], Harris [14], Hardie [15]. Ces méthodes sont spécialement adaptées à la photométrie en trois couleurs (temps de mesure par étoile relativement court et réduction de deux indices seulement). Elles sont favorisées dans leur application par le fait que leurs auteurs disposent soit de périodes d'observation longues et homogènes soit d'un standard photométrique déjà existant, ainsi que de sites particulièrement favorables. Nous ne disposons malheureusement d'aucune de ces facilités. Par contre, notre expérience des observations au Jungfrauoch nous a amené aux convictions suivantes en ce qui concerne les petits groupes de 3 à 4 belles nuits consécutives.

- a) L'isotropie instantanée de l'atmosphère dans l'angle solide dont l'axe est dirigé vers le zénith et dont l'ouverture correspond à une distance zénithale $z \leq 70^\circ$ (masse d'air $F_z \leq 3$) est très satisfaisante.
- b) La transparence atmosphérique peut varier globalement de façon non négligeable au cours d'une nuit (variations atteignant 2, voir 3 centièmes de magnitude par unité de masse d'air).

Des variations plus importantes peuvent se présenter d'une nuit à l'autre.

Ces deux points de vue peuvent sembler incompatibles. Ce n'est plus le cas si l'on admet que le temps nécessaire à une évolution sensible de la transparence est plus long que celui nécessaire à sa propagation dans tout l'angle solide utilisé. Nous croyons qu'il en est ainsi si l'on dispose d'un ciel pur. Nous verrons au chapitre suivant le parti que l'on peut en tirer. Ces nouvelles hypothèses sont de toute façon moins optimistes que celles nécessaires pour l'application de la méthode de Bouguer classique.

2.3 EXPRESSION THÉORIQUE DES EFFETS DE L'EXTINCTION DANS LE CAS DES BANDES PASSANTES LARGES

Nous allons suivre la méthode proposée par Strömgren et Wesselink [16] et développée par King [17].

Représentons par :

- $B(\lambda, T)$ la distribution spectrale de l'intensité d'une étoile hors de l'atmosphère
 $B^*(\lambda, T, z)$ la distribution spectrale de l'intensité pour la même étoile, à l'entrée du télescope
 $\varphi_i(\lambda)$ les fonctions caractéristiques des bandes passantes utilisées. Ce sont les réponses spectrales relatives de l'instrument pour les différents filtres (unités arbitraires). Elles sont établies expérimentalement (voir chapitre 1).
 $A(\lambda, z)$ La loi d'extinction atmosphérique. Elle est facilement établie à partir de la loi de Lambert

$$A(\lambda, z) = \frac{B^*(\lambda, T, z)}{B(\lambda, T)} = e^{-\frac{2}{5 \log e} k(\lambda) F_z}$$

$k(\lambda)$ le coefficient d'extinction monochromatique en magnitude par unité de masse d'air

F_z La masse d'air pour la distance zénithale z de l'observation ($F_z \cong \sec z$)

Les intensités relatives mesurées au sol dans chacune des bandes sont exprimées par E_{zi}

$$E_{zi} = \int_0^{\infty} B(\lambda, T) A(\lambda, z) \varphi_i(\lambda) d\lambda. \quad (1)$$

Par commodité abandonnons pour l'instant l'indice i et développons en série de Taylor selon λ le produit

$$\Psi(\lambda, T, z) = B(\lambda, T) A(\lambda, z). \quad (2)$$

En ayant posé, pour éliminer le deuxième terme,

$$\lambda_0 = \frac{\int_0^{\infty} \lambda \varphi(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \varphi(\lambda) d\lambda} \quad (3); \quad \mu^2 = \frac{\int_0^{\infty} (\lambda - \lambda_0)^2 \varphi(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \varphi(\lambda) d\lambda} \quad (4)$$

et limité le développement aux trois premiers termes on obtient pour (1)

$$E_z = \Psi(\lambda_0, T, z) \left[1 + \frac{\mu^2 \Psi''(\lambda_0, T, z)}{2 \Psi(\lambda_0, T, z)} \right] \int_0^{\infty} \varphi(\lambda) d\lambda. \quad (5)$$

Nous avons vérifié que pour le domaine d'application envisagé :

les 7 bandes passantes de nos filtres

$$F_z \leq 3$$

$$4000 \leq T \leq 100000 \text{ } ^\circ K$$

et l'atmosphère moyenne du Jungfraujoeh

Le terme $\frac{\mu^2 \Psi''}{2 \Psi}$ reste toujours inférieur à $5 \cdot 10^{-2}$ lorsque la distribution $B(\lambda, T)$ est celle du corps noir. La discontinuité de Balmer n'étant couverte que par les ailes de certains filtres, il est donc parfaitement justifié d'adopter l'approximation

$$\ln \left(1 + \frac{\mu^2 \Psi''}{2 \Psi} \right) \cong \frac{\mu^2 \Psi''}{2 \Psi}. \quad (6)$$

En écrivant l'expression (5) en magnitude et en tenant compte de (2) et (6) nous obtenons

$$m_z = m_0(\lambda_0, T) + k(\lambda_0) F_z - 0,543 \mu^2 \left(\frac{\Psi''}{\Psi} \right)_{\lambda_0} + \Phi \quad (7)$$

avec:

m_z = magnitude hétérochromatique mesurée au sol

$m_0(\lambda_0, T)$ = magnitude monochromatique à λ_0 hors de l'atmosphère

$$\Phi = -2,5 \log \int_0^{\infty} \varphi(\lambda) d\lambda. \quad (8)$$

De (2) on tire la relation

$$\frac{\Psi''}{\Psi} = \frac{B''}{B} + 2 \frac{B' A'}{B A} + \frac{A''}{A}. \quad (9)$$

Posons en outre:

$$n = - \frac{d \log k(\lambda)}{d \log \lambda} \quad (10)$$

donc

$$n = - \lambda \frac{k'(\lambda)}{k(\lambda)} \quad k'(\lambda) = - \frac{n k(\lambda)}{\lambda}$$

il est alors facile d'exprimer

$$\left(\frac{A'}{A} \right)_{\lambda_0} = \frac{n_{\lambda_0} k(\lambda_0) F_z}{1,086 \lambda_0} \quad (11)$$

$$\left(\frac{A''}{A} \right)_{\lambda_0} = - \frac{n_{\lambda_0} (n_{\lambda_0} + 1) k(\lambda_0) F_z}{1,086 \lambda_0^2} + \left(\frac{n_{\lambda_0} k(\lambda_0) F_z}{1,086 \lambda_0} \right)^2. \quad (12)$$

En utilisant (9), (11) et (12) il vient pour (7)

$$\begin{aligned}
m_z = m_0(\lambda_0, T) - 0,543 \left(\frac{\mu}{\lambda_0} \right)^2 \left(\lambda^2 \frac{B''}{B} \right)_{\lambda_0} + \Phi \\
+ k(\lambda_0) F_z \left[1 + \frac{n_{\lambda_0}(n_{\lambda_0} + 1)}{2} \left(\frac{\mu}{\lambda_0} \right)^2 - n_{\lambda_0} \left(\frac{\mu}{\lambda_0} \right)^2 \left(\lambda \frac{B'}{B} \right)_{\lambda_0} \right] \\
- 0,46 n_{\lambda_0}^2 \left(\frac{\mu}{\lambda_0} \right)^2 k^2(\lambda_0) F_z^2. \quad (13)
\end{aligned}$$

Les termes indépendants de l'extinction atmosphérique constituent la magnitude hétérochromatique hors de l'atmosphère. Nous l'appellerons m_0

$$m_0 = m_0(\lambda_0, T) - 0,543 \left(\frac{\mu}{\lambda_0} \right)^2 \left(\lambda^2 \frac{B''}{B} \right)_{\lambda_0} + \Phi \quad (14)$$

Nous avons alors pour chaque bande passante

$$\begin{aligned}
m_z = m_0 + \left[1 + \frac{n_{\lambda_0}(n_{\lambda_0} + 1)}{2} \left(\frac{\mu}{\lambda_0} \right)^2 - n_{\lambda_0} \left(\frac{\mu}{\lambda_0} \right)^2 \left(\lambda \frac{B'}{B} \right)_{\lambda_0} \right] k(\lambda_0) F_z \\
- 0,46 n_{\lambda_0}^2 \left(\frac{\mu}{\lambda_0} \right)^2 k^2(\lambda_0) F_z^2. \quad (15)
\end{aligned}$$

Détaillons la signification des grandeurs λ_0 , μ , n_{λ_0} , $\lambda \frac{B'}{B}$ introduites sans commen-

taire au cours du calcul.

λ_0 est la longueur d'onde moyenne d'une bande passante. Sa définition (3) ne fait intervenir que la fonction $\varphi(\lambda)$ qui est exclusivement instrumentale. Nous avons indiqué au chapitre précédent quels peuvent être les moyens de la déterminer. Les variations de sensibilité spectrale possibles (relativement faibles) affectent peu λ_0 ; c'est surtout Φ qui est le plus touché.

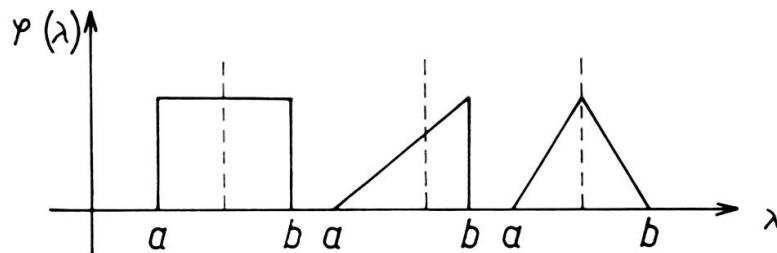


Fig. 8

μ est un intervalle de longueur d'onde caractérisant la largeur et la forme de la bande passante. C'est le moment centré d'ordre 2 de la fonction $\varphi(\lambda)$, donc aussi une grandeur strictement instrumentale. μ est également peu sensible aux variations pos-

sibles de la réponse spectrale. Il est intéressant de calculer sa valeur pour les cas de bandes passantes représentées dans la figure 8. Le tableau suivant résume les valeurs obtenues.

Filtres	λ_0	μ	f
rectangulaire	$\frac{a+b}{2}$	$\frac{b-a}{2\sqrt{2}}$	1
dent de scie	$\frac{a+2b}{2}$	$\frac{b-a}{3\sqrt{2}}$	$\frac{\sqrt{6}}{3} = 0,815$
triangulaire	$\frac{a+b}{2}$	$\frac{b-a}{2\sqrt{6}}$	$\frac{\sqrt{2}}{2} = 0,707$

On remarque qu'il est possible d'exprimer μ par

$$\mu = \frac{f}{2\sqrt{3}}(b-a) \quad (16)$$

f étant un facteur de forme de la bande passante.

La relation (16) peut s'étendre à toutes les fonctions $\varphi(\lambda)$ satisfaisant à la

$$\text{condition} \quad \begin{cases} \varphi(\lambda) \neq 0 & \text{pour } a < \lambda < b \quad (a < b) \\ \varphi(\lambda) = 0 & \text{pour } b < \lambda < a. \end{cases}$$

On aura toujours $0 \leq f \leq 1$. En ce qui concerne les facteurs de forme de nos bandes passantes nous verrons qu'ils sont voisins de 0,65.

n_{λ_0} , est une grandeur caractéristique de la loi d'extinction atmosphérique. Si n est indépendant de λ , il découle immédiatement de sa définition (10) que la loi d'extinction atmosphérique est de la forme

$$k(\lambda) = a \lambda^{-n}.$$

Donc si la diffusion moléculaire était la seule responsable de l'extinction, n serait égal à 4 (formule de Rayleigh-Cabannes). Les bandes d'absorption moléculaire et les absorptions des cristaux et poussières ont pour effet de faire varier n avec λ . Il est possible d'apprécier n en utilisant une loi d'extinction moyenne.

$\left(\lambda \frac{B'}{B}\right)$ est une fonction de la distribution spectrale de l'intensité de l'étoile ob-

servée. Il est facile de vérifier que

$$\left(\lambda \frac{B'}{B}\right)_{\lambda_0} = \frac{1}{1,086 \lambda_0} \left(\frac{d m(\lambda, T)}{d 1/\lambda}\right)_{\lambda_0} \quad (17)$$

avec $m(\lambda, T) = -2,5 \log B(\lambda, T)$.

D'autre part, en assimilant $B(\lambda, T)$ à la brillance du corps noir, M. Golay [18] a utilisé

$$\left(\lambda \frac{B'}{B}\right)_{\lambda_0} = \frac{1}{\lambda_0} (\varphi(\lambda_0, T) - 5\lambda_0) \quad (18)$$

$\varphi(\lambda_0, T)$ étant le gradient absolu.

Les travaux de D. Chalonge et ses collaborateurs ont montré, qu'en dehors de la discontinuité de Balmer, il était possible de déterminer un seul gradient pour d'assez larges intervalles de longueurs d'onde. Nous pouvons alors envisager l'approximation suivante:

$$\left(\frac{d m(\lambda, T)}{d 1/\lambda}\right)_{\lambda_0} \cong \frac{m(\lambda_1, T) - m(\lambda_2, T)}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2}$$

λ_1 et λ_2 étant des longueurs d'onde pas trop distantes de λ_0 et du même côté de la discontinuité de Balmer, et $m(\lambda_1, T) - m(\lambda_2, T)$ est un indice de couleur monochromatique que nous exprimons à l'aide de (14)

$$\begin{aligned} m(\lambda_1, T) - m(\lambda_2, T) &\cong m_{01} - m_{02} - \Phi_1 + \Phi_2 \\ &= C_{1-2}^0 - \Phi_1 + \Phi_2 . \end{aligned}$$

Pour cette appréciation, nous avons négligé le terme correctif

$$0,543 \left[\left(\frac{\mu_1}{\lambda_{01}}\right)^2 \left(\lambda^2 \frac{B''}{B}\right)_{\lambda_{01}} - \left(\frac{\mu_2}{\lambda_{02}}\right)^2 \left(\lambda^2 \frac{B''}{B}\right)_{\lambda_{02}} \right]$$

qui est au plus de l'ordre du centième de magnitude.

Donc, sous réserve d'une discontinuité importante dans l'intervalle (λ_1, λ_2) nous ferons une approximation de (17) par

$$\left(\lambda \frac{B'}{B}\right)_{\lambda_0} \cong \frac{1}{1,086 \lambda_0} \frac{C_{1-2}^0 - \Phi_1 + \Phi_2}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2} \quad (19)$$

avec $\lambda_1 \leq \lambda_0 \leq \lambda_2$ et C_{1-2}^0 un indice de couleur hétérochromatique.

Nous pouvons attribuer maintenant une signification précise au coefficient d'extinction hétérochromatique apparaissant dans (15). Nous reconnaissons sa

dépendance linéaire du gradient ou d'un indice de couleur approprié de l'étoile observée. La nature de la loi d'extinction y joue un rôle capital, de même pour le terme en F_z^2 . Ce dernier rend compte de ce qu'on appelle quelquefois l'effet Forbes (l'accroissement atténué du rougissement des étoiles basses). Les modifications apportées au coefficient d'extinction monochromatique sont proportionnelles directement au carré de la largeur des bandes passantes. Nous remarquons en outre que si ces modifications peuvent être importantes pour les petites valeurs de λ elles vont rapidement diminuer avec λ croissant. Cela en raison de

- 1) la présence du facteur $\frac{1}{\lambda_2}$
- 2) la fonction $k(\lambda)$ diminue pour λ croissant
- 3) nous verrons qu'il en est de même pour n .

Il résulte de cette discussion, qu'une connaissance approfondie des paramètres instrumentaux et atmosphériques permettrait d'établir numériquement les facteurs de (15).

Nous avons déjà signalé les avantages d'une réduction directe des indices de couleurs hors de l'atmosphère (2.2.). Dans ce but formulons à l'aide de (15) la relation entre

$$C_{1-2}^z \text{ un indice hétérochromatique quelconque au sol } (C_{1-2}^z = m_{z1} - m_{z2})$$

$$\text{et } C_{1-2}^0 \text{ l'indice hétérochromatique correspondant hors de l'atmosphère}$$

$$(C_{1-2}^0 = m_{01} - m_{02})$$

Nous admettons $\lambda_{01} < \lambda_{02}$

$$\text{Pour alléger les notations nous écrivons } \lambda_{0i} = \lambda_i$$

$$n_{\lambda 0i} = n_i$$

On obtient facilement

$$C_{1-2}^z = C_{1-2}^0 + F_z [k_{1-2} + \alpha_{1-2} + \beta_{1-2} C_{1-2}^0 + \gamma_{1-2} F_z] \quad (20)$$

avec

$$\left. \begin{aligned} k_{1-2} &= k(\lambda_1) - k(\lambda_2), \text{ différence des coefficients d'extinctions monochromatiques} \\ \alpha_{1-2} &= \frac{n_1(n_1+1)}{2} \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2 k(\lambda_1) - \frac{n_2(n_2+1)}{2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 k(\lambda_2) + \beta_{1-2} (\Phi_1 - \Phi_2) \\ \beta_{1-2} &= - \frac{1}{1,086(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2)} \left[n_1 \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2 \frac{k(\lambda_1)}{\lambda_1} - n_2 \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 \frac{k(\lambda_2)}{\lambda_2} \right] \\ \gamma_{1-2} &= - 0,46 \left[n_1^2 \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2 k^2(\lambda_1) - n_2^2 \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 k^2(\lambda_2) \right] \end{aligned} \right\} (21)$$

Remarquons que les mesures à travers les filtres symbolisés par 1 et 2 ne sont pas simultanées. Pour des étoiles basses, la différence $F_{z1} - F_{z2}$ n'est pas négligeable. Or

la formule (20) est établie en ayant admis $F_{z1} - F_{z2} = 0$. On peut éliminer cette source d'erreur par une correction de non simultanéité calculée approximativement. En effet si nous écrivons l'expression (15) sous sa forme réduite, nous aurons

$$m_1^z = m_1^0 + F_{z1} k_1, \quad m_2^z = m_2^0 + F_{z2} k_2$$

et

$$C_{1-2}^z = C_{1-2}^0 + F_{z1} (k_1 - k_2) + k_2 (F_{z1} - F_{z2}). \quad (22)$$

Nous pourrions soustraire directement de C_{1-2}^z , le terme correctif $k_2 (F_{z1} - F_{z2})$, lorsque nous procéderons à son calcul à partir des mesures brutes. Nous utiliserons pour cela les valeurs moyennes des coefficients d'extinction données au numéro 5. 2. Il est évident que c'est alors la masse d'air calculée pour l'heure de la mesure de la première couleur de l'indice qui sera associée à C_{1-2}^z corrigé.

2.4 LA SCINTILLATION

On groupe habituellement sous ce terme toutes les fluctuations d'origine atmosphérique présentées par le flux lumineux stellaire tombant sur le détecteur photoélectrique. Ce « bruit » se superpose aux fluctuations d'origine électronique (effets Schottky et Johnson) lors de l'enregistrement du courant photoélectrique. Pour un télescope et un photomètre donnés il est justifié d'admettre que l'intensité relative du « bruit » dû à la scintillation est indépendante de l'éclat de l'étoile, donc de l'intensité du courant photoélectrique. Par contre il est bien établi que le rapport signal/bruit dû aux fluctuations d'origine électronique diminue avec le courant photoélectrique primaire. Ces questions ont été examinées en détail par M. Golay [19]. Pour les étoiles brillantes la scintillation est l'effet largement dominant. Il est toutefois fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée et de la qualité de la nuit.

Avant de donner une appréciation expérimentale de l'erreur introduite par la scintillation, précisons certaines de ces caractéristiques et les moyens disponibles pour en diminuer les effets néfastes. La scintillation n'est pas un phénomène périodique au sens strict. Néanmoins, suivant en cela l'usage, nous utiliserons le terme de fréquence (ν) en lui attribuant la signification de nombre de maxima ou de minima de l'intensité par seconde. Soit d'autre part τ la constante de temps minimum, en secondes, du système enregistreur. (Sans capacité supplémentaire en parallèle avec la résistance de charge du circuit d'entrée). Pour notre photomètre τ est de l'ordre de la seconde.

Considérons alors:

a) Scintillation de fréquences $\nu > \frac{1}{\tau}$

Les fluctuations sont intégrées par l'instrument et n'apparaissent pas individuellement sur l'enregistrement. Si leur somme présente des variations lentes celles-ci seront confondues avec celles du cas suivant.

b) Scintillation de fréquences $0,03 < \nu \leq \frac{1}{\tau}$

On pourrait enregistrer une déviation moyenne (\bar{d}) en augmentant la constante de temps de l'instrument jusqu'à une valeur 5 ou 6 fois inférieure à la durée T , adoptée pour la mesure.

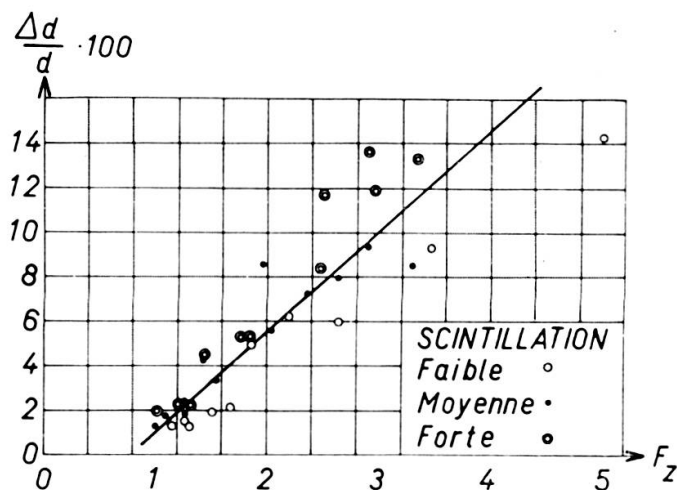


Fig. 9

On pourrait aussi envisager, en gardant τ minimum, d'apprécier l'amplitude d'une déviation moyenne subjectivement en s'imposant

$$\bar{d} = \frac{\int_0^T d(t) dt}{T}$$

Nous pensons qu'il est préférable d'avoir plus de souplesse et de sens critique lors du dépouillement et de choisir l'amplitude de la déviation à mesurer à l'aide d'un tracé s'appuyant sur le critère de la plus grande vraisemblance, à savoir: la moyenne des déviations les plus fréquemment réalisées pendant l'intervalle T . On peut limiter ainsi les effets de la scintillation dont les fréquences sont comprises entre $0,03 < \nu < 0,1$ et profiter des instants de calme relatif. Cet esprit critique doit déjà se manifester à l'enregistrement. La différence entre \bar{d} et l'amplitude de la déviation la plus vraisemblable est souvent sensible pour les faibles masses d'air; par contre on ne la distingue plus lorsque $\sec z$ dépasse 1,8 à 2.

c) Scintillation de fréquences $\nu < 0,03$

Ces fluctuations lentes sont en général absentes lors des belles nuits. Elles caractérisent le plus souvent une situation météorologique instable ou l'existence d'une vase atmosphérique. Si leur présence est suspectée on augmente

le temps d'observation T ainsi que le nombre des mesures de rappel (reproductibilité); lorsqu'elle est avérée il faut arrêter les observations.

Nous allons donner un ordre de grandeur pour la variation de la scintillation en fonction de la masse d'air traversée. Ces résultats expérimentaux concernent des nuits de bonne qualité pour lesquelles la scintillation est plus ou moins forte mais comporte uniquement des fréquences $\nu > 0,03$. Ils sont relatifs à des étoiles brillantes (fluctuations électroniques négligeables) soit Δd l'amplitude des fluctuations pour une déviation d
 F_z la masse d'air

La figure 9 donne $\frac{\Delta d}{d} = f(F_z)$ pour trois nuits.

On peut considérer que l'erreur relative probable due à la scintillation (écart relatif moyen) est alors

$$\delta \cong 0,1 \frac{\Delta d}{d} \cong 4,5 \cdot 10^{-3} F_z - 3,5 \cdot 10^{-3}.$$

Le facteur 0,1 est estimé sur la base de lectures répétées d'un même enregistrement par des personnes différentes.

L'écart-type en magnitude correspondant est de l'ordre de

$$\begin{aligned} \sigma_s &= 1,25 \cdot 1,086 \delta, \\ \sigma_s &\cong 6 \cdot 10^{-3} F_z - 4,5 \cdot 10^{-3} \quad [magn.]. \end{aligned} \quad (23)$$

Donc 0,0015 magnitude pour le zénith du Jungfrauoch.

3. PERFECTIONNEMENT DE LA MÉTHODE DE BOUGUER

3.1 LES HYPOTHÈSES

Lors de l'examen des hypothèses nécessaires à l'application de la méthode de Bouguer, entrepris au numéro (2.2), nous avons insisté sur le crédit limité que l'on pouvait attribuer à l'hypothèse de stabilité de l'extinction durant une nuit. A cette occasion nous proposons d'admettre:

- 1) La constance du flux stellaire hors de l'atmosphère
- 2) La constance de la sensibilité spectrale relative du récepteur pendant un grand intervalle de temps ainsi que la constance de la sensibilité absolue au moins pendant le temps d'une mesure complète.

3) L'isotropie momentanée de l'atmosphère dans l'angle solide utilisable (distance zénithale $\leq 70^\circ$). Nous entendons par là, une évolution lente de la transparence par rapport à sa propagation dans l'angle solide considéré.

La formule (20) établie au numéro (2.3) n'est applicable qu'à chaque instant. En effet, si une variation lente de l'extinction est admise, k_{1-2} , α_{1-2} , β_{1-2} et γ_{1-2} deviennent des fonctions du temps. Toutefois nous savons que α_{1-2} , β_{1-2} et γ_{1-2} sont petits par rapport à k_{1-2} ; il est donc légitime de supposer que leurs variations sont du second ordre en regard de celles de k_{1-2} . Nous ferons l'hypothèse qu' α_{1-2} , β_{1-2} et γ_{1-2} ont une valeur constante et que seul k_{1-2} est fonction du temps. Par commodité nous grouperons k_{1-2} et α_{1-2} sous le symbole unique $k_{1-2}(t)$ et écrirons (20) de la façon suivante

$$C_{1-2}^z = C_{1-2}^0 + F_z [k_{1-2}(t) + \beta_{1-2} C_{1-2}^0 + \gamma_{1-2} F_z]. \quad (24)$$

Nous admettrons en outre que les coefficients α_{1-2} , β_{1-2} et γ_{1-2} peuvent être calculés sur la base d'une bonne connaissance des réponses instrumentales et de la loi d'extinction moyenne. Nous étudierons plus loin de quelle manière le cas d'un indice à cheval sur la discontinuité de Balmer peut être résolu (cas exclu par l'approximation (19)) ainsi qu'une méthode expérimentale pour contrôler les valeurs de β_{1-2} calculées.

3.2 DISSYMMÉTRIE APPARENTE PAR RAPPORT AU MÉRIDIEN DANS LE CAS PARTICULIER D'UNE VARIATION MONOTONE DE L'EXTINCTION

Décrivons les conséquences des hypothèses ci-dessus dans le cas particulier d'une variation lente et monotone décroissante de l'extinction durant une nuit d'observation; les mesures étant traitées par la méthode de Bouguer. Supposons qu'une étoile montante (M) soit observée à intervalles réguliers depuis une distance zénithale de 70° au début de la nuit jusqu'à son passage au méridien vers la fin de la nuit. Consécutivement à chacune de ces mesures on procède à l'observation d'une autre étoile de même couleur, elle, descendante (D) partant du méridien pour arriver à $z \cong 70^\circ$ à la fin de la nuit. Nous pouvons prévoir quels seront les résultats donnés par la méthode de Bouguer pour les deux séries d'observations. Il suffit pour cela d'examiner la figure 10 construite synthétiquement. Les indices au sol M_i et D_i et les pentes k_i correspondent aux heures d'observation t_i . L'indice i établit l'ordre chronologique; M_o et D_o sont les indices vrais hors de l'atmosphère; M_B et D_B , les indices apparents hors de l'atmosphère donnés par la méthode de Bouguer; k_{MB} et k_{DB} , les pentes apparentes obtenues. Afin de rendre la figure 10 plus claire et de renforcer les effets de la variation de k_i nous avons accentué cette variation puisque

$$k_1 = 0,30 \quad \text{et} \quad k_5 = 0,23$$

Dans ce cas, l'illusion dont nous sommes victime présente les caractères suivants:

- 1) $k_{DB} < k_i$ et $k_i < k_{MB}$ soit donc $k_{DB} \ll k_{MB}$

Remarquons qu'en se fiant aux seuls résultats issus de la méthode de Bouguer ($k_{DB} < k_{MB}$) nous pourrions les interpréter en invoquant une dissymétrie des propriétés de l'atmosphère de part et d'autre du méridien. Cette déduction,

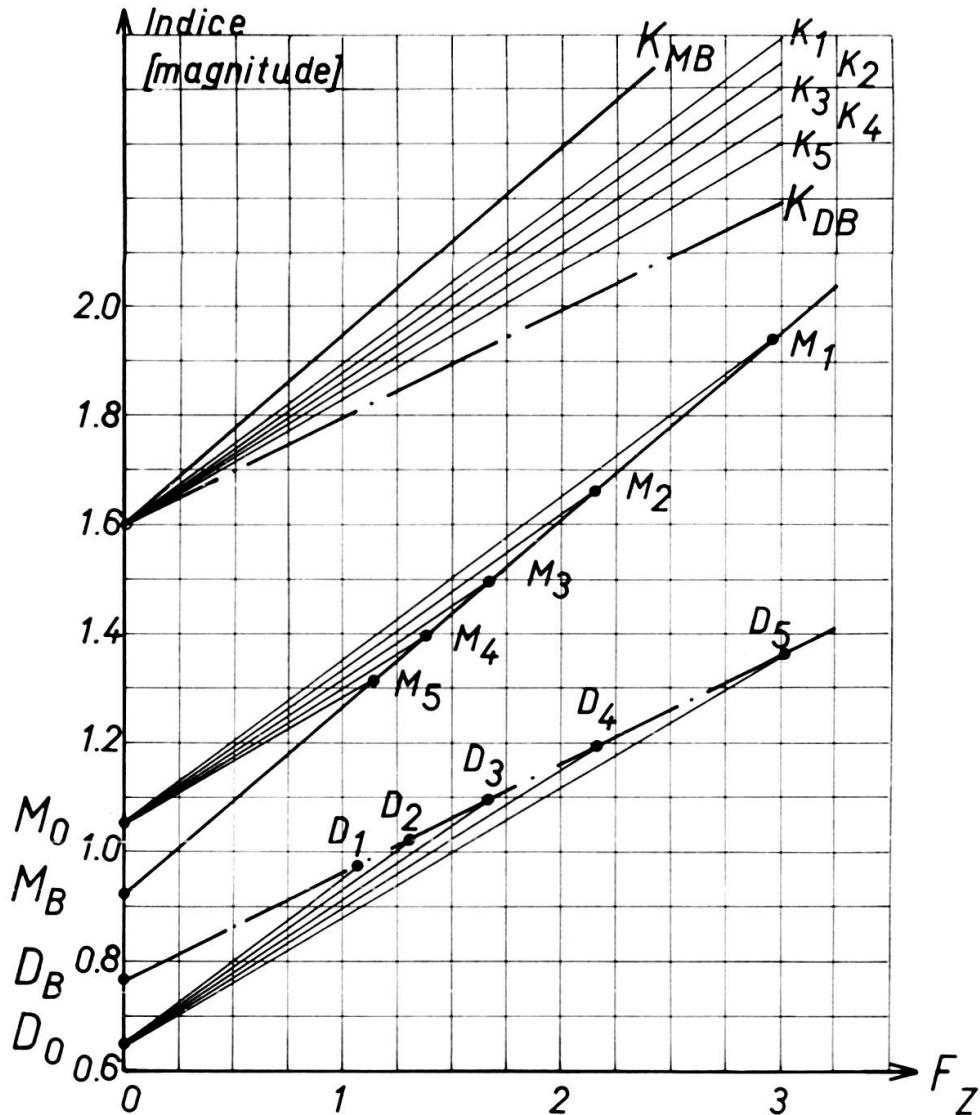


Fig. 10

souvent faite, est toutefois discutable puisqu'incompatible avec les hypothèses même de la méthode ayant révélé le phénomène et de plus, difficile à justifier physiquement si l'on songe au renouvellement rapide des couches d'air contenu dans l'angle solide utilisé. Or il est évident sur la fig. 10 que cette dissymétrie n'est qu'une apparence « cinématique » résultant des hypothèses trop restrictives de la méthode de Bouguer.

- 2) La différence entre indices hors de l'atmosphère apparents et vrais est de l'ordre du double de la variation admise pour le coefficient d'extinction. Elle peut être positive ou négative; c'est donc l'origine d'une dispersion importante des résultats.
- 3) L'écart-type des points par rapport à la droite de Bouguer ne caractérise pas l'exactitude de l'indice hors de l'atmosphère ni celle du coefficient d'extinction apparent.

Ces trois difficultés ont toutes été décelées, en général individuellement, par différents observateurs. Il est très intéressant que les circonstances choisies pour ce cas particulier permettent de les expliquer simultanément sans ajouter de nouvelles hypothèses (telle la dissymétrie) mais au contraire en ayant élargi celles nécessaires à la méthode de Bouguer.

Nous formulerons maintenant une méthode de réduction pouvant remplacer la méthode de Bouguer, fondée sur les hypothèses énoncées plus haut sans toutefois imposer un type de variation monotone de l'extinction.

3.3 NOUVELLE MÉTHODE POUR LE CALCUL DES INDICES HORS DE L'ATMOSPHÈRE

Considérons n paires d'observations complètes faites à intervalles réguliers et se rapportant à une paire d'étoiles désignées par M et D . L'indice $i = 1, 2, 3, \dots, n$ ordonne ces paires chronologiquement. Les étoiles M et D sont choisies suffisamment distantes du pôle pour que les n observations de chacune des étoiles M et D permettent l'application à un indice quelconque de la méthode de Bouguer la plus simple

$$(C_{1-2}^z)_i = C_{1-2}^{0*} + (F_z)_i k_{1-2}^* .$$

Nous obtenons de cette manière une approximation (C_{1-2}^{0*}) des indices de couleur hors de l'atmosphère des étoiles M et D . Elle nous permet de calculer les indices au sol $(C_{1-2}^z)_i$ corrigés de l'effet de couleur et de l'effet Forbes ceci toujours pour M et D .

$$(C_{1-2}^z)_i = (C_{1-2}^z)_i - (F_z)_i [\beta_{1-2} C_{1-2}^{0*} + \gamma_{1-2} (F_z)_i] . \quad (25)$$

Dans ce calcul, nous pouvons encore tenir compte de la correction de non-simultanéité décrite par (22). La relation (24) devient, pour chacune des étoiles M et D et pour chaque indice considéré (symbolisé jusqu'ici par $1-2$).

$$(C_{1-2}^z)_i = C_{1-2}^0 + (F_z)_i k_{1-2}(t_i) . \quad (26)$$

Les observations de rang i relatives aux étoiles M et D ne peuvent pas être simultanées mais par contre consécutives. Donc les heures

$$t_i^{(M)} \neq t_i^{(D)} \quad \text{mais} \quad t_i^{(M)} - t_i^{(D)} < 30 \text{ min.}$$

Car, 30 min est l'intervalle maximum séparant deux mesures consécutives.

L'hypothèse d'isotropie momentanée de l'atmosphère nous autorise à poser pour M et D (même si leur distance angulaire est importante)

$$k_{1-2}^{(M)}(t_i^{(M)}) = k_{1-2}^{(D)}(t_i^{(D)}) = (k_{1-2})_i. \quad (27)$$

Afin d'alléger l'écriture, utilisons pour le système issu de (26) et (27) les notations suivantes:

X_i, Y_i les valeurs exactes de l'indice au sol relatives aux étoiles M et D

x_i, y_i les valeurs expérimentales du même indice relatives aux étoiles M et D .

Ce sont les $(C_{1-2}^z)_i$.

a, b les valeurs hors de l'atmosphère de cet indice pour les étoiles M et D

m_i, n_i les masses d'air traversées pour l'observation des étoiles M et D , elles sont considérées exactes.

k_i le coefficient d'extinction momentané (27).

Il nous faut discuter les solutions de

$$\left. \begin{array}{l} (M) \quad X_i = a + m_i k_i \\ (D) \quad Y_i = b + n_i k_i \end{array} \right\} \quad i = 1, 2, 3 \dots n \quad (28)$$

Éliminons k_i , il vient

$$\frac{X_i - a}{m_i} = \frac{Y_i - b}{n_i} \quad (29)$$

Il nous paraît raisonnable d'appliquer la méthode des moindres carrés pour calculer a et b . Pour être en accord avec les hypothèses de cette méthode nous devons minimiser l'écart-type d'une variable aléatoire dont la fonction de répartition soit la plus normale possible. Cette condition guidera notre choix parmi les solutions offertes pour le traitement de (29).

Nous pouvons considérer que l'erreur Δd_j faite sur l'appréciation répétée d'une certaine déviation d est normalement distribuée. L'erreur relative $\frac{\Delta d_j}{d}$ jouit de la même propriété. D'autre part nous savons que les effets combinés de la scintillation atmosphérique et des imprécisions instrumentales donnent lieu globalement à une dépendance entre l'erreur relative et la masse d'air, l'approximation $\frac{\Delta d_j}{d} \cong g_j F_z$ n'étant pas trop mauvaise (voir fig. 9). Il en résulte que pour d mesuré à différentes

masses d'air c'est g_j qui garde une distribution sensiblement normale. Celle-ci est qualitativement conservée pour les écarts en magnitude $\left(\Delta m_j = -1,086 \frac{\Delta d_j}{d}\right)$.

Il est donc vraisemblable d'admettre la forme suivante pour les écarts

$$\Delta x_i = X_i - x_i = g_i^M m_i$$

$$\Delta y_i = Y_i - y_i = g_i^D n_i$$

g_i^M et g_i^D caractérisant une distribution normale.

Si nous posons

$$U_i = \frac{X_i}{m_i} - \frac{Y_i}{n_i}, \quad u_i = \frac{x_i}{m_i} - \frac{y_i}{n_i}$$

la distribution de l'écart

$$\Delta u_i = U_i - u_i = g_i^M - g_i^D = g_i$$

doit être sensiblement normale et indépendante de la distance zénithale des observations; quant à (29) elle devient

$$U_i = \frac{a}{m_i} - \frac{b}{n_i}.$$

Pour calculer a et b nous rendrons minimum la somme

$$\sum_{i=1}^n (U_i - u_i)^2.$$

Remarquons que $U_i - u_i = \frac{x_i - a}{m_i} - \frac{y_i - b}{n_i}$; donc cela revient à choisir a et b

en appliquant la méthode des moindres carrés aux différences des coefficients d'extinction obtenus pour les étoiles M et D à chaque instant i .

Les calculs donnent, après avoir posé

$$\left. \begin{aligned} R &= \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{m_i^2} - \sum_{i=1}^n \frac{y_i}{m_i n_i}, \\ S &= \sum_{i=1}^n \frac{y_i}{n_i^2} - \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{m_i n_i}, \\ T &= \sum_{i=1}^n \frac{1}{m_i^2} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{n_i^2} - \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{m_i n_i} \right)^2, \\ a &= \frac{\sum_{i=1}^n \frac{1}{n_i^2} \cdot R + \sum_{i=1}^n \frac{1}{m_i n_i} \cdot S}{T}; \quad b = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{1}{m_i^2} \cdot S + \sum_{i=1}^n \frac{1}{m_i n_i} \cdot R}{T}. \end{aligned} \right\} (30)$$

L'écart quadratique moyen sur a et b est

$$\left. \begin{aligned} \sigma_a &= \sqrt{\lambda\sigma^2} \quad \text{avec} \quad \lambda = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{1}{m_i^2}}{T} \\ \sigma_b &= \sqrt{\mu\sigma^2} \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{1}{n_i^2}}{T} \\ \text{et} \quad \sigma^2 &= \frac{\sum_{i=1}^n (U_i - u_i)^2}{n-2} \end{aligned} \right\} (31)$$

L'ensemble de ces formules est d'une discussion analytique difficile, nous verrons mieux les conditions auxquelles doivent satisfaire x_i , y_i , m_i , n_i pour que a et b soient le mieux défini en traitant (29) d'une autre façon. Posons pour cela

$$V_i = X_i - Y_i \frac{m_i}{n_i}; \quad v_i = x_i - y_i \frac{m_i}{n_i}$$

l'écart $\Delta v_i = Vv_{i-1}$ est ici dépendant de m_i ; quant à (29) elle devient

$$V_i = a - b \frac{m_i}{n_i}$$

a et b sont alors les paramètres d'une droite de régression normale.

Pour que celle-ci soit bien définie il faut

- 1) que $\frac{m_i}{n_i}$ couvre le plus grand intervalle possible, donc que m_i et n_i aient une croissance inverse.
- 2) que les points soient aussi nombreux que possible.

Le choix le plus avantageux des étoiles M et D s'obtient pour

$$\begin{aligned} i = 1 & \quad M \text{ basse}; \quad D \text{ au méridien} \\ i = n & \quad M \text{ au méridien}; \quad D \text{ basse} \end{aligned}$$

donc une étoile montante et une étoile descendante de déclinaisons comparables. La déclinaison moyenne étant sélectionnée en fonction de la durée de la nuit.

Notons également qu'il y a indétermination si M et D sont voisines dans le ciel.

3.4 CALCUL DES EXTINCTIONS INSTANTANÉES ET COMPARAISON DES RÉSULTATS

Les indices hors de l'atmosphère étant connus pour les étoiles M et D , il est facile de calculer pour chaque instant i les coefficients d'extinction

$$k_i^M = \frac{x_i - a}{m_i}; \quad k_i^D = \frac{y_i - b}{n_i}.$$

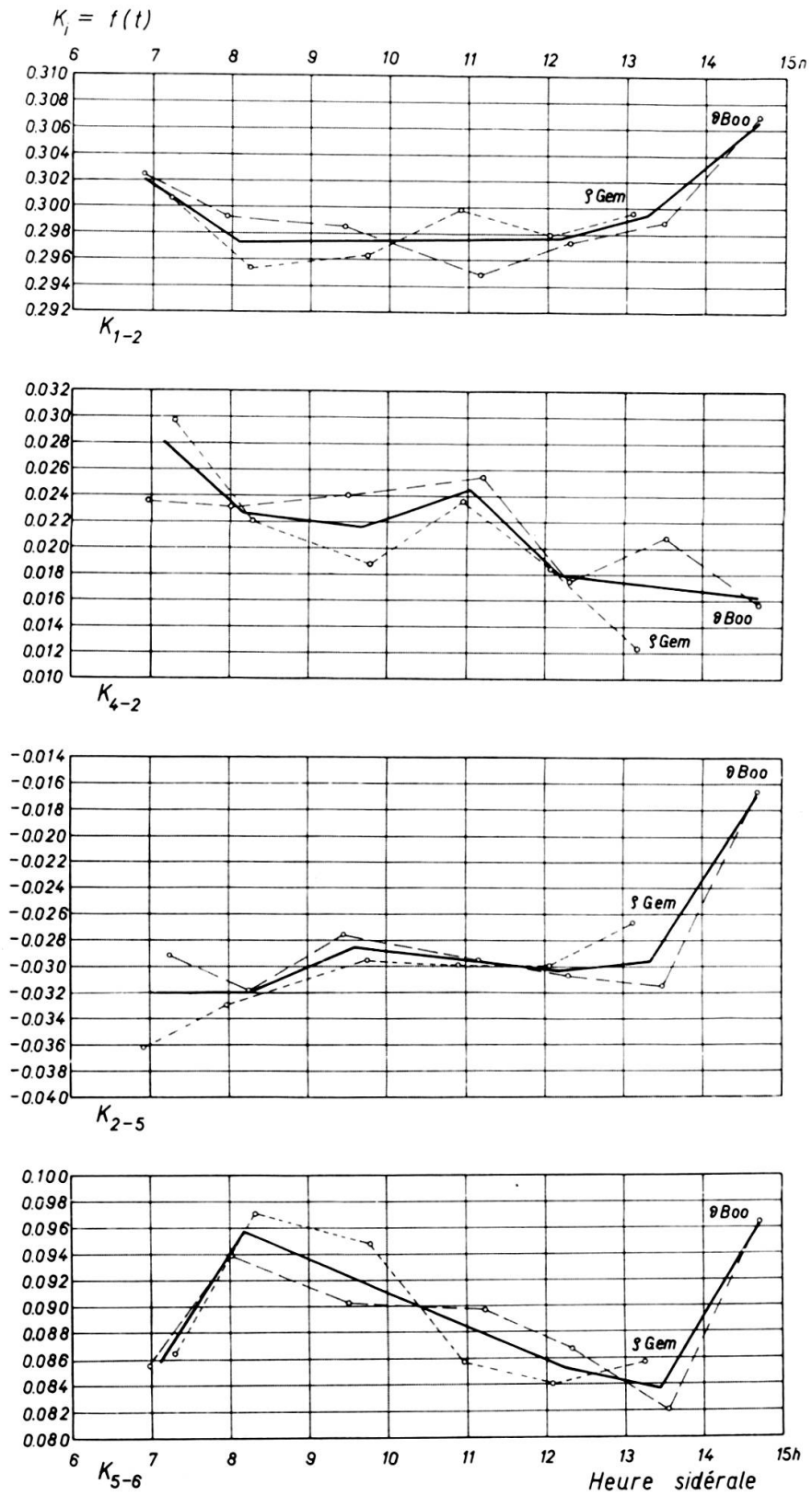
Nous pouvons représenter graphiquement k_i^M et k_i^D en fonction du temps. La figure 11 en donne un exemple. Les divergences importantes entre k_i^M et k_i^D , si elles ne découlent pas d'une erreur de dépouillement, sont représentatives des écart à l'isotropie.

La réduction des observations d'une étoile isolée se calcule à l'aide de (24); nous explicitons C_{1-2}^0 et pour $k_{1-2}(t)$ nous utilisons une valeur de l'extinction interpolée, β_{1-2} et γ_{1-2} conservant leurs valeurs.

Les résultats obtenus par cette méthode se comparent avantageusement à ceux donnés par la méthode de Bouguer; les exemples suivants le prouvent.

- 1) Les mêmes étoiles M et D ont été observées plusieurs nuits; nous avons calculé pour chacune d'elles les indices a et b selon les deux méthodes. Dans le cas de la nouvelle méthode les écarts moyens sur a et b sont deux fois plus petits que ceux résultant de l'application de la méthode de Bouguer aux mêmes mesures. De plus, on ne risque pas d'avoir un écart systématique entre les indices de M et ceux de D comme cela apparaît sur l'exemple du numéro (3.2, fig. 10).
- 2) Des étoiles individuelles, communes à deux nuits consécutives ont été réduites d'une part par la nouvelle méthode et d'autre part en utilisant la moyenne des coefficients obtenus, pour les étoiles M et D , par la méthode de Bouguer appliquée à la relation (26). Les écarts moyens entre les déterminations relatives aux deux nuits sont doubles pour la seconde réduction.

Remarquons encore un autre aspect intéressant de la méthode. Si une légère dérive de sensibilité chromatique relative des bandes passantes se manifeste sur une nuit ou un groupe de nuits consécutives, elle est compensée en première approximation de façon automatique. (Les causes possibles d'une dérive ont été indiquées au chapitre I.) En effet, il est facile de voir qu'un glissement éventuel de la sensibilité spectrale modifierait en proportion directe les extinctions instantanées. Il est probable que certaines variations constatées pour des coefficients d'extinction relatifs aux indices dont les couleurs sont de part et d'autre de 5000 Å soient dues, pour une part à une variation lente de la température de la photocathode, l'autre part étant corrélative aux effets de l'ozone (bandes de Chappuis).



Variation des coefficients d'extinction pour 4 indices de couleurs
Nuit du 18-19 février 1961

θ Boo : étoile M

γ Gem : étoile D

Fig. 11.

4. COHÉRENCE DES INDICES RÉDUITS HORS DE L'ATMOSPHÈRE ET MOYENNE DES MESURES

4.1 GÉNÉRALITÉS

D'une part les observations sont faites à travers sept bandes passantes. D'autre part nous savons qu'il est avantageux de réduire les observations hors de l'atmosphère sous forme d'indices de couleur. Une première étude avait permis de sélectionner 11 indices intéressantes pour lesquels la méthode exposée au chapitre précédent fut mise en œuvre. Ces circonstances ont soulevé les problèmes importants qui suivent :

- 1) La cohérence imparfaite des 11 indices dont la réduction hors de l'atmosphère est indépendante. (Nous appelons indices cohérents, 11 indices d'une étoile tels que chacun d'eux puisse être recalculé à l'aide de combinaisons linéaires établies à partir des 10 autres).
- 2) Le calcul des moyennes de plusieurs déterminations dont aucune n'est parfaitement cohérente n'est évidemment pas une bonne méthode, les incohérences risquant de s'accumuler.
- 3) Le rattachement des nouvelles déterminations d'indices aux anciennes qui constituent un « standard » est délicat; en particulier pour un indice qui varie peu avec la température de couleur.
- 4) La détection des erreurs faites lors des mesures, des lectures, des transcriptions ou du calcul est difficile et ne revêt aucun caractère systématique, lorsqu'on travaille sur une collection de 11 indices.
- 5) Les 11 indices choisis ne sont peut-être pas les mieux adaptés aux études ultérieures. Si un indice non dépouillé se révélait intéressant il faudrait l'obtenir par combinaison d'indices déjà connus. On s'expose là aussi à des incohérences importantes.

La méthode d'analyse que nous proposons au numéro suivant permet d'éliminer ou au moins simplifie les difficultés que nous avons décrites. Elle est fondée sur le fait que les 11 indices ne sont pas indépendants malgré que leur réduction hors de l'atmosphère est conduite de façon indépendante pour chacun d'eux.

4.2 MÉTHODE DES MAGNITUDES NORMALISÉES

Considérons

- m_j Les magnitudes hétérochromatiques hors de l'atmosphère correspondant aux p bandes passantes $j = 1, 2, 3 \dots p$; elles sont inconnues, même à une constante près.

C_i^0 Les indices réduits hors de l'atmosphère directement à partir des mesures (indices directs) $i = 1, 2, 3 \dots n; n > p$

C_i^{0*} Les mêmes indices calculés avec les m_j (indices indirects)

Les C_i^{0*} constituent un système de n relations dont seulement $p-1$ sont indépendantes par rapport aux p magnitudes m_j .

Nous pouvons fixer arbitrairement une des magnitudes et calculer les $p-1$ autres à l'aide de la méthode des moindres carrés. Il suffit de rendre minimum la somme

$$\sum_{i=1}^n (C_i^0 - C_i^{0*})^2$$

en annulant ses dérivées partielles par rapport aux m_j . On obtient ainsi un système de $p-1$ équations linéaires dont les $p-1$ inconnues sont les magnitudes m_j normalisées par rapport à l'une d'entre elles choisie arbitrairement. L'expression des m_j est une combinaison linéaire des indices directs

$$m_j = \frac{\sum_{i=1}^n a_{ji} C_i^0}{D_j} \quad j = 1, 2, 3, \dots p. \quad (32)$$

Ces magnitudes normalisées seront obtenues avec le maximum de vraisemblance pour autant que les différences $C_i^0 - C_i^{0*}$ soient aléatoires et de faible importance (distribution gaussienne des écarts).

Dans notre cas nous avons $p=7$ et $n=11$; donc 7 couleurs et 11 indices réduits indépendamment. Leurs définitions sont données ci-dessous.

j	1	2	3	4	5	6	7
m_j	U	B	V	B_1	B_2	V_1	G

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
C_i^{0*}	$m_1 - m_4$	$m_1 - m_2$	$m_4 - m_2$	$m_4 - m_5$	$m_2 - m_5$	$m_2 - m_3$	$m_5 - m_6$	$m_5 - m_7$	$m_6 - m_3$	$m_6 - m_7$	$m_3 - m_7$
C_i^0	C_{1-4}^0	C_{1-2}^0	C_{4-2}^0	C_{4-5}^0	C_{2-5}^0	C_{2-3}^0	C_{5-6}^0	C_{5-7}^0	C_{6-3}^0	C_{6-7}^0	C_{3-7}^0

Nous avons normalisé les magnitudes en posant $m_2 = 0$. La matrice des coefficients a_{ji} est donnée ainsi que le dénominateur D_j dans le tableau II.

Après le calcul des magnitudes normalisées il est judicieux d'établir les 11 écarts entre indices directs et indirects et de calculer l'écart-type correspondant. Ces écarts permettent une critique intéressante des résultats.

TABLEAU II

$j \backslash i$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	D_j
1	16	26	10	6	-4	-2	1	1	1	0	-1	42
2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1
3	-1	1	2	-3	-5	-13	-4	-4	-4	0	4	21
4	-5	5	10	6	-4	-2	1	1	1	0	-1	21
5	-4	4	8	-12	-20	-10	5	5	5	0	-5	42
6	-4	4	8	-12	-20	-24	-23	-9	19	14	-5	56
7	-4	4	8	-12	-20	-24	-9	-23	5	-14	-19	56

4.3 DISCUSSION DES ÉCARTS ET DÉTECTION DES ERREURS

L'application de la méthode dans un cas de réduction parfaite des indices donne lieu à des écarts nuls. Dans les cas ordinaires ces écarts doivent rester petits; nous les avons trouvés en général $< 3 \cdot 10^{-3} \cdot F_z$.

1) Cas d'un indice direct faux.

L'erreur peut provenir d'une mauvaise transcription ou d'une faute de calcul au cours du processus conduisant à l'indice direct considéré. Si on simule une telle erreur, il est facile d'en établir les conséquences

- a) Toutes les magnitudes sont modifiées
- b) Les écarts entre indices directs et indirects augmentent, en particulier pour l'indice faux: l'écart est maximum et égal environ à la moitié de l'erreur faite.
- c) L'écart-type augmente fortement.
Cette catégorie est donc assez facile à détecter.

2) Cas d'une mesure de couleur fausse.

En général, son origine se trouve dans une erreur de lecture ou de transcription des éléments de la mesure, déviation et sensibilité. Il s'agit donc d'une erreur intrinsèque sur la couleur. Ce type d'erreur n'influence qu'au second ordre les écarts entre indices directs et indirects; on ne peut le détecter que par la répétition de la mesure. Si l'erreur concerne l'une des 6 couleurs non fixes elle apparaîtra dans sa quasi totalité sur cette couleur. Si l'erreur touche la couleur fixée (m_2) ce sont les 6 autres magnitudes qui sont modifiées de la valeur de l'erreur changée de signe.

3) Cas des écarts systématiques de rang i

Nous avons déjà dit que la distribution des écarts de rang i devait être normale pour satisfaire aux hypothèses de la méthode des moindres carrés. Si tel n'est pas le cas cela signifie que certains indices directs présentent un défaut systématique de cohérence. Celui-ci ne peut trouver son origine que dans une erreur systématique introduite par le procédé de réduction des indices incriminés. Une mauvaise appréciation des constantes β_i et γ_i de la formule (24) en est la cause la plus probable. L'étude d'éventuels écarts systématiques offre donc la possibilité de contrôler indirectement l'exactitude de ces constantes.

4.4 RATTACHEMENT DES NOUVELLES MESURES A UN STANDARD

Il s'agit du rattachement des nouvelles déterminations de magnitudes normalisées. Nous utiliserons la méthode classique des droites de régression. Les différences entre les nouvelles mesures et le standard déjà constitué sont suffisamment faibles pour qu'il ne soit pas nécessaire de faire appel à plus de raffinement.

Ce travail est facilité dans de larges proportions par l'utilisation des magnitudes normalisées. Les droites de régression qu'il faut étudier ne sont qu'au nombre de $p-1$, donc 6 pour nous. Leur représentation graphique est avantageuse car elle permet de critiquer avec soin les points aberrants. C'est un moyen puissant de repérage des erreurs intrinsèques de mesure ou de lecture pour chaque couleur.

Nous établirons au chapitre suivant pour quels ensembles de mesures nous chercherons un rattachement global distinct.

4.5 MOYENNE DE PLUSIEURS DÉTERMINATIONS DES MAGNITUDES NORMALISÉES

Lorsque nous disposons d'une série de s mesures relatives à la même étoile, le problème de leur moyenne se présente. Nous supposons qu'elles sont toutes rattachées, donc directement comparables. Il nous semble par trop sommaire de leur attribuer à toutes le même poids, malgré que l'établissement de règles de pondération

objectives soit difficile. Nous croyons qu'il faut tenir compte au moins des circonstances suivantes

- a) Les mesures issues de l'application dans de bonnes conditions de la méthode des étoiles M et D ont plus de poids qu'une mesure individuelle.
- b) La qualité des nuits au cours desquelles les mesures furent faites doit être prise en considération.
- c) La distance zénithale de l'observation, si elle dépasse notablement la distance minimum qui correspond au passage du méridien, est aussi un facteur de pondération.

Nous proposons d'utiliser des règles de pondération telles que le poids p d'une mesure soit le produit de trois facteurs q_i définis de la façon suivante

- 1) $q_1 = 1$ Si l'étoile est mesurée de façon indépendante
 $q_1 = 2$ Si les mesures sont obtenues à l'aide de la méthode des étoiles M et D
- 2) $q_2 = 0, 1, 2, 3$ est une cote de qualité attribuée à la nuit, en fonction de l'homogénéité des extinctions instantanées ou de la précision des rattachements (voir au chapitre 5).
- 3) $q_2 = 0, 1, 2$ est un facteur tenant compte du rapport entre la masse d'air lors de la mesure et celle que l'on aurait au passage du méridien. Il peut être modifié si des incidents particuliers apparaissent sur l'enregistrement (mesures de rappel suspectes, fonds du ciel incohérents avec ceux d'autres observations).

Considérons l'ensemble des s mesures numérotées par l'indice k et relatives aux p magnitudes normalisées indicées par j . Les m_{kj} constituent un tableau de s lignes et p colonnes. Pour chaque ligne nous disposons d'un poids p_k établi selon les règles ci-dessus. Les couleurs moyennes seront

$$\bar{m}_j = \frac{\sum_{k=1}^s p_k m_{kj}}{\sum_{k=1}^s p_k}$$

Il est évident que dans notre cas $\bar{m}_2 = 0$.

Le calcul des écarts-type peut être envisagé d'au moins deux manières:

- 1) Calcul direct des écarts-type par colonne.

Soient Δ_{kj} les écarts $m_{kj} - \bar{m}_j$

Nous pouvons calculer les écarts-type

$$\sigma_j = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^s p_k \cdot \Delta_{kj}^2}{\sum_{k=1}^s p_k}}$$

Pour $j = 2$ nous aurons toujours $\sigma_2 = 0$

Cette façon de faire n'est pas représentative de la dispersion réelle des mesures par colonne. Elle ne se prête donc pas à la prévision objective des marges d'incertitude que pourront présenter les combinaisons des \bar{m}_j .

2) Calcul des écarts-type après normalisation des lignes.

Une manière plus significative de calculer les écarts-type consisterait à tenir compte du fait que les mesures de la couleur arbitrairement fixée (pour nous m_2) ne sont pas dépourvues d'erreurs accidentelles. N'ayant plus la faculté d'apprécier ces erreurs, nous pouvons faire toutefois l'hypothèse que la somme des erreurs de mesure par ligne, prises avec leur signe, est nulle. Cette hypothèse nous conduit à calculer les écarts à l'aide d'un nouveau tableau m_{kj}^* tel que les sommes par ligne soient égales.

Posons

$$M_k = \sum_{j=1}^p m_{kj}$$

$$\bar{M} = \frac{\sum_{k=1}^s p_k M_k}{\sum_{k=1}^s p_k}$$

et considérons le nouveau tableau

$$m_{kj}^* = m_{kj} + \frac{\bar{M} - M_k}{p}$$

Nous avons évidemment pour chaque colonne

$$\bar{m}_j^* = \bar{m}_j.$$

Par contre les nouveaux écarts

$$\Delta_{kj}^* = m_{kj}^* - \bar{m}_j$$

sont différents, de même que les écarts-type

$$\sigma_j^* = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^s p_k (\Delta_{kj}^*)^2}{\sum_{k=1}^s p_k}}$$

Si l'hypothèse invoquée est convenablement satisfaite, nous aurons des valeurs comparables pour les σ_j^* ; avec $\sigma_j^* < \sigma_j$ sauf pour $j = 2$ car $\sigma_2^* \neq 0$

Nous pensons que cette deuxième méthode est préférable car elle donnera une appréciation meilleure de la dispersion vraie des mesures. Remarquons que les écarts-type ainsi calculés resteront dépendants de la masse d'air minimum imposée par les coordonnées de l'étoile. Nous étudierons cette relation au chapitre suivant.

5. L'ÉTABLISSEMENT DU NOUVEAU STANDARD PHOTOMÉTRIQUE

5.1 GÉNÉRALITÉS

Nous exposerons dans ce chapitre les solutions pratiques adoptées pour la mise en œuvre simultanée des méthodes proposées jusqu'ici de façon indépendante. Nous commencerons par estimer les multiples constantes caractérisant et dépendant de l'atmosphère moyenne du Jungfraujoch et de nos bandes passantes. Nous indiquerons aussi notre façon de calculer la masse d'air. Nous établirons ensuite les schémas d'application des méthodes proposées à trois catégories de matériel d'observation. Nous examinerons enfin la précision apparente des premiers résultats obtenus dans notre système.

Précisons d'emblée que la totalité de la réduction décrite dans les paragraphes suivants a pu être envisagée seulement depuis que nous bénéficions des services d'un ordinateur électronique. Les calculs innombrables que celle-ci demande furent exécutés d'une part sur l'ordinateur Ferranti du CERN et d'autre part sur l'IBM 1620 de la Faculté des Sciences de l'Université de Genève. Nous remercions ici MM. J. P. Imhof et B. Hauck de leurs contributions décisives pour l'élaboration des nombreux programmes requis par toutes les étapes de cette réduction. Nous remercions également les autorités du CERN et de l'Université des facilités qu'elles nous ont offertes pour l'utilisation intensive de leur machine.

5.2 ESTIMATION DES GRANDEURS α , β ET γ

Au chapitre 2 nous avons formulé (21) les expressions des grandeurs α_i , β_i et γ_i relatives à un indice quelconque i . Elles font intervenir d'une part les grandeurs λ_{0j} et μ_j fonction des $\varphi_j(\lambda)$ représentant les sept réponses spectrales relatives de notre équipement et d'autre part les valeurs $k(\lambda_{0j})$ et $n(\lambda_{0j})$ tirées de la fonction $k(\lambda)$ décrivant l'extinction atmosphérique moyenne du site.

Caractéristiques des bandes passantes

Nous ne revenons pas sur le calcul des fonctions $\varphi_j(\lambda)$ fait au chapitre 1. Quant aux valeurs numériques des quantités λ_{0j} et μ_j figurant dans le tableau III, elles sont facilement établies par intégration numérique. Rappelons seulement que

$$\lambda_{0j} = \frac{\int_0^{\infty} \varphi_j(\lambda) \lambda d\lambda}{\int_0^{\infty} \varphi_j(\lambda) d\lambda} ; \quad \mu_j^2 = \frac{\int_0^{\infty} (\lambda - \lambda_{0j})^2 \varphi_j(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \varphi_j(\lambda) d\lambda}$$

Nous donnons également les facteurs de forme f_j définis par (16) ainsi que la valeur de $\left(\frac{\mu}{\lambda_0}\right)_j^2$.

TABLEAU III

j	1	2	3	4	5	6	7
λ_{0j} [Å]	3451	4270	5532	4028	4494	5408	5850
μ_j [Å]	175	274	318	157	146	194	220
f_j	0,69	0,68	0,68	0,62	0,67	0,62	0,66
$\left(\frac{\mu}{\lambda_0}\right)_j^2$	$2,57 \cdot 10^{-3}$	$4,12 \cdot 10^{-3}$	$3,32 \cdot 10^{-3}$	$1,51 \cdot 10^{-3}$	$1,06 \cdot 10^{-3}$	$1,28 \cdot 10^{-3}$	$1,41 \cdot 10^{-3}$

Caractéristiques de l'extinction atmosphérique moyenne

Dans un travail ultérieur nous présenterons un examen détaillé des extinctions monochromatiques observées au Jungfraujoch. Anticipons pour dire que l'interprétation classique par la relation

$$k(\lambda) = k_R(\lambda) + \varepsilon k_{O_3}(\lambda) + k_p(\lambda) \text{ est en général possible.}$$

$k_R(\lambda)$ coefficient d'extinction dû à la dispersion moléculaire calculé avec la formule de Rayleigh-Cabannes pour l'atmosphère réduite considérée.

$k_{O_3}(\lambda)$ coefficient d'absorption par cm, de l'ozone aux conditions normales.

ε épaisseur réduite de l'ozone atmosphérique.

$k_p(\lambda)$ coefficient d'absorption pour les poussières et cristaux en suspension dans l'air. Sa valeur est faible et pratiquement indépendante de λ .

Ce qui nous intéresse ici est une valeur moyenne de $k(\lambda)$ ainsi qu'une appréciation

moyenne de $n = -\frac{\log k(\lambda)}{\log 1/\lambda}$ pour les longueurs d'onde λ_{0j} .

Le tableau suivant résume ces renseignements

j	1	2	3	4	5	6	7
λ_{0j} [Å]	3451	4270	5532	4028	4494	5408	5850
$k(\lambda_{0j})$	0,502	0,220	0,105	0,266	0,183	0,109	0,101
$n(\lambda_{0j})$	4,3	3,6	1,05	3,75	3,4	1,8	0,2

Remarquons que

- a) les valeurs de $k(\lambda_{o,j})$ sont des valeurs monochromatiques; les effets de largeur des bandes passantes ont été éliminés (par approximations successives)
- b) Les valeurs de $n(\lambda_{o,j})$ sont très éloignées de $n = 4$ (diffusion moléculaire seule). Cela est dû essentiellement aux bandes de Huggins et Chapuis de l'ozone.
- c) L'interprétation de $k(\lambda)$ moyen peut se faire en considérant une pression moyenne de $p = 500$ mm Hg; une épaisseur réduite d'ozone de 1,7 mm et une absorption quasiment neutre de 0,02 magnitude par unité de masse d'air. Cette interprétation est naturellement fonction des valeurs numériques adoptées pour la formule de Rayleigh-Cabannes et des coefficients d'absorption de l'ozone.

Valeurs calculées de α_i , β_i et γ_i

Nous donnons dans le tableau ci-dessous les valeurs de α_i , β_i et γ_i calculées à l'aide des formules (21) cela pour les 11 indices utilisés lors du dépouillement.

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\alpha_i \cdot 10^4$	(70)	(184)	-284	-18	-643	40	21	19	-37	-2	-54
$\beta_i \cdot 10^4$	(-271)	(-138)	255	-81	-488	-120	-24	-25	44	-27	-57
$\gamma_i \cdot 10^4$	-48	-43	5	-5	-10	-12	-2	-2	0	0	0

Les valeurs relatives aux indices C_{1-4} et C_{1-2} sont mises entre parenthèses car les formules (21) sont en principe erronées lorsque l'indice est à cheval sur la discontinuité de Balmer. Notons encore qu'un glissement des réponses relatives est sensible sur α_i mais n'affecte que très peu β_i et γ_i .

Appréciation particulière de α_i , et β_i pour C_{1-4}^0 et C_{1-2}^0

Au paragraphe 2.3 nous avons donné deux expressions susceptibles de représenter la grandeur $\left(\lambda \frac{B'}{B}\right)_{\lambda_0}$ soient:

$$\left(\lambda \frac{B'}{B}\right)_{\lambda_0} = \frac{1}{1,086 \lambda_0} \left(\frac{d m(\lambda, T)}{d^{1/\lambda}}\right)_{\lambda_0} \cong \frac{1}{1,086 \lambda_0} \frac{C_{1-2}^0 - \Phi_1 + \Phi_2}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2} \quad (17-19)$$

$$\left(\lambda \frac{B'}{B}\right)_{\lambda_0} = \frac{1}{\lambda_0} (\varphi(\lambda_0, T) - 5\lambda_0) \quad (18)$$

La première se révèle inapplicable pour un indice à cheval sur la discontinuité; il n'en est pas de même pour la seconde si nous connaissons les gradients absolus de part et d'autre de la discontinuité de Balmer. La spectrophotométrie de D. Chalonge nous fournit ces grandeurs pour des étoiles de tous les types spectraux plus précoces que G_0 . Considérons un échantillon d'étoiles dont nous connaissons à très peu près les indices C_{1-4}^0 et C_{1-2}^0 dans notre système et pour lesquelles D. Chalonge donne φ_{UV} et φ_B qui sont respectivement les gradients absolus ultra-violet et bleu.

Dans les formules (20) et (21), la correction de couleur dépendant de $\left(\lambda \frac{B'}{B}\right)_{\lambda_0}$ a été exprimée pour un indice C_{1-2}^0 , par

$$\beta_{1-2}(C_{1-2}^0 - \Phi_1 + \Phi_2).$$

Nous pouvons aussi l'écrire en utilisant (18)

$$\varepsilon_{1-2} = K + L\varphi_1 + M\varphi_2 \quad (33)$$

$$\text{avec} \quad \left. \begin{aligned} K &= 5n_1 \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2 k(\lambda_1) - 5n_2 \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right) k(\lambda_2) \\ L &= -n_1 \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2 \frac{k(\lambda_1)}{\lambda_1} \\ M &= n_2 \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 \frac{k(\lambda_2)}{\lambda_2} \end{aligned} \right\} (34)$$

Pour les indices C_{1-4}^0 et C_{1-2}^0 qui nous intéressent nous avons, tous calculs faits

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1-4} &= (20,2 - 16\varphi_{UV} + 3,75\varphi_B) 10^{-3} \\ \varepsilon_{1-2} &= (11,5 - 16\varphi_{UV} + 7,63\varphi_B) 10^{-3}. \end{aligned}$$

A l'aide de l'échantillon d'étoiles considérées, représentons les corrélations

$$\varepsilon_{1-4} = f(C_{1-4}^0) \quad \text{et} \quad \varepsilon_{1-2} = g(C_{1-2}^0)$$

La figure 12 montre qu'une relation linéaire est suffisante. Nous pouvons ainsi évaluer correctement β_{1-4} et β_{1-2}

Cela donne

$$\beta_{1-4} = -115 \cdot 10^{-4} \quad \text{et} \quad \beta_{1-2} = -84 \cdot 10^{-4}$$

d'où

$$\alpha_{1-4} = 94 \cdot 10^{-4} \quad \alpha_{1-2} = 140 \cdot 10^{-4}.$$

Nous pouvons en donner comme preuve le fait que l'application de la méthode des magnitudes normalisées donne lieu, lors de l'utilisation des valeurs entre parenthèses du tableau, à des écarts systématiques entre indices directs et indirects; par contre l'usage des évaluations ci-dessus élimine ces écarts systématiques.

Contrôle des valeurs β_i

Le procédé que l'on vient d'utiliser pour l'évaluation de β_{1-4} et β_{1-2} peut s'appliquer aux autres β_i . Le seul gradient φ_B est alors à prendre en considération. Les tests faits sur le même échantillon d'étoiles mesurées par D. Chalonge et par

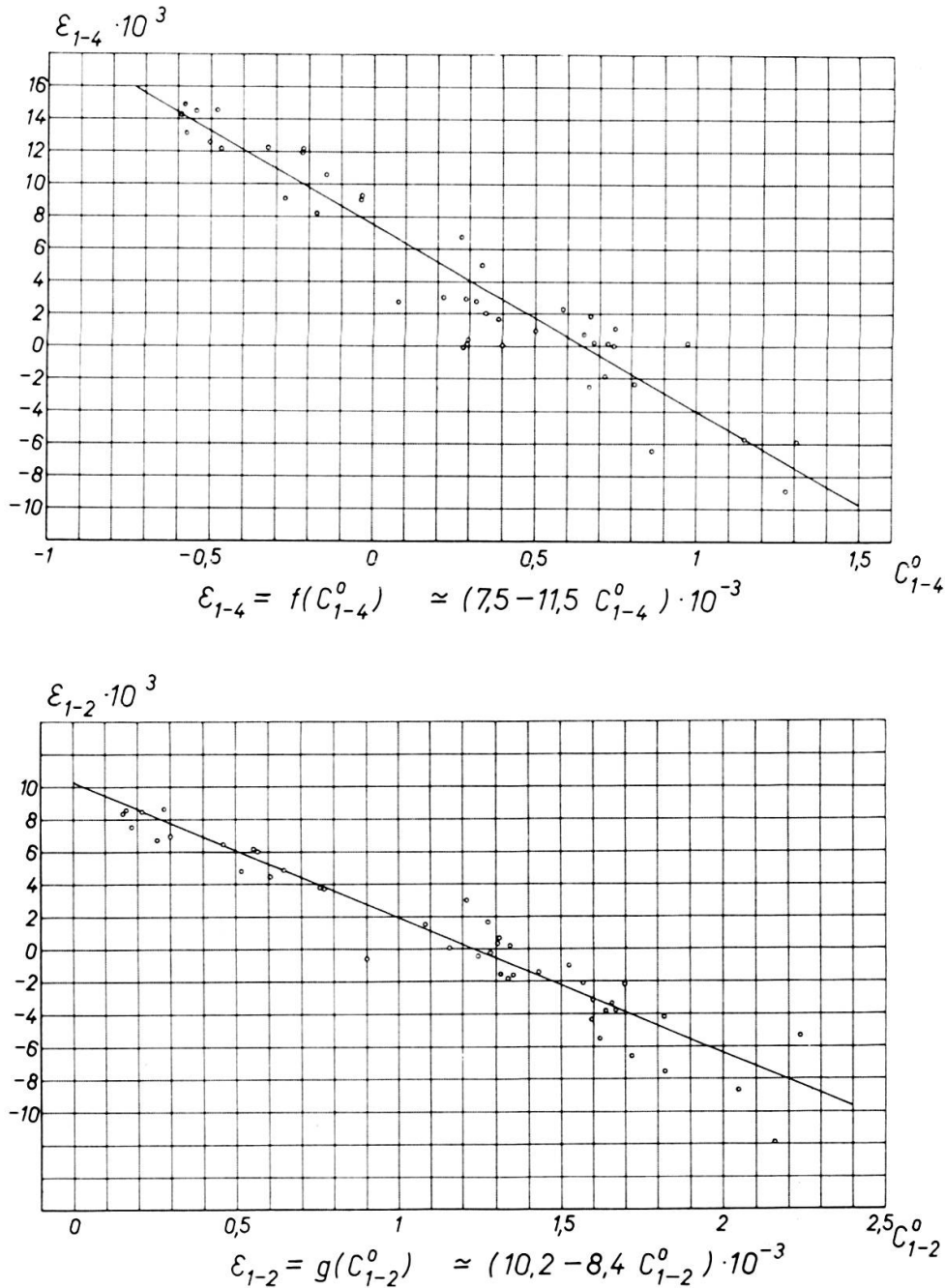


Fig. 12

nous confirment les autres valeurs des β_i calculés selon la formule (21). Par exemple, la figure 13 donne le test pour C_{2-3}^0 . La pente de la droite dessinée est le β_{2-3} calculé avec les formules (21).

Nous avons tenté d'obtenir les β_i directement par des mesures sur deux étoiles voisines mais de couleur différente (suivant en cela la méthode décrite par Hardie [20]). Les résultats obtenus présentent une forte dispersion et ne peuvent ni infirmer

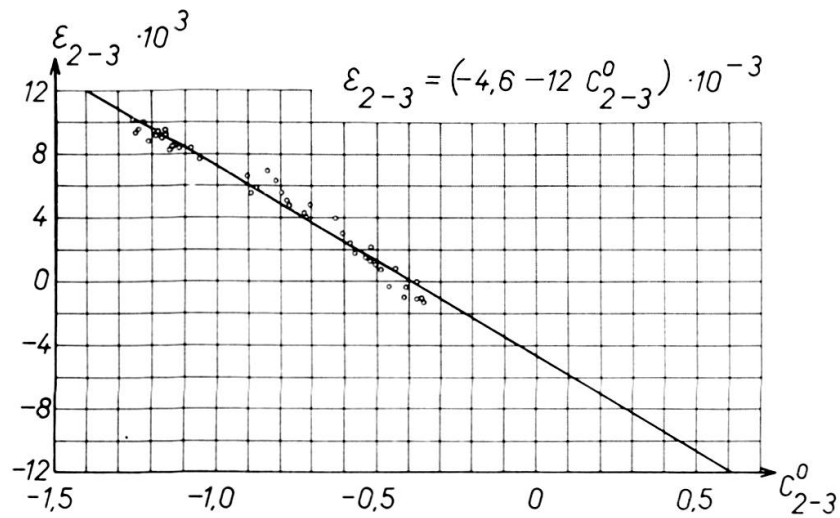


Fig. 13

ni confirmer les valeurs calculées de deux façons différentes, qui, elles, sont en bon accord, lorsqu'elles sont comparables.

5.3 CALCUL DES MASSES D'AIR

Parmi les différentes théories relatives au calcul de la masse d'air correspondant à une distance zénithale z , celle de Bemporad [21] semble la moins contestée. Les valeurs numériques qu'elle donne sont en bon accord avec les tables de F. Link [22]. Comme nos observations sont toujours faites à travers des épaisseurs d'air ≤ 5 nous nous contenterons d'une expression simplifiée de la masse d'air, si celle-ci représente fidèlement les valeurs calculées par Bemporad pour $z \leq 80^\circ$.

Nous avons choisi dans ce but un développement limité à deux termes, déduit de la théorie de Bouguer, avec une adaptation appropriée des facteurs numériques.

Pour une observation au niveau de la mer nous avons :

$$F_z = \sec z [1,00087 - 0,00087 (\sec z)^2] .$$

Pour le Jungfraujoch nous pouvons prendre :

$$F_z = \sec z [1,00056 - 0,00056 (\sec z)^2] .$$

Les masses d'air calculées de cette façon s'écartent des valeurs de Bemporad d'au plus 0,002 pour tout $z \leq 80^\circ$.

5.4 DÉPOUILLEMENT DES SÉJOURS AVEC ÉTOILES D'EXTINCTION M ET D

Rappelons qu'un séjour correspond à une série de quelques belles nuits consécutives. Au cours de chacune d'elle, deux étoiles d'extinction M et D sont observées en respectant le schéma décrit au numéro 3.3. Ces mesures d'extinction sont programmées, les intervalles de temps disponibles étant consacrés à l'observation d'étoiles individuelles. Le dépouillement d'un tel séjour est global et indépendant de toute connaissance préalable des étoiles d'extinction.

Première étape :

Nous traitons les observations des étoiles d'extinction selon la méthode du paragraphe 3.3 de façon à obtenir:

- pour chaque nuit du séjour,
- pour chacune des étoiles M et D ,
- les 11 indices de couleur hors de l'atmosphère (indices directs)

Deuxième étape :

Nous appliquons la méthode des magnitudes normalisées aux 11 indices de couleur directs obtenus ci-dessus, cela pour chacune des étoiles M et D et pour chaque nuit du séjour.

Nous calculons ensuite les magnitudes moyennes du séjour pour chaque couleur des étoiles M et D .

Nous formons enfin, pour M et D , les 11 indices de couleur indirects (\bar{a} et \bar{b}). Ce sont, à notre avis, des valeurs très probables des indices hors de l'atmosphère de M et D pour le séjour considéré.

Troisième étape :

Les indices indirects ainsi obtenus (\bar{a} , \bar{b}) sont utilisés pour le calcul des extinctions instantanées, celles-ci permettent la construction, pour chaque nuit, des graphiques d'extinction comme nous l'avons exposé au numéro 3.4. La relation adéquate découle de (24)

$$k_i(t) = \frac{C_i^z - C_i^0 (1 + \beta_i F_z) - \gamma_i F_z^2}{F_z} .$$

Les indices des étoiles mesurées une fois s'obtiennent en explicitant cette fois C_i de l'expression (24)

$$C_i^0 = \frac{C_i^z + k_i(t) F_z - \gamma_i F_z^2}{1 + \beta_i F_z} .$$

Les valeurs appropriées de $k_i(t)$ étant lues sur les graphiques d'extinction.

Enfin, la méthode des magnitudes normalisées est appliquée à ces indices. L'examen des résidus entre indices directs et indirects facilite la détection d'éventuelles fautes de réduction.

Quatrième étape :

Nous disposons à ce stade, de l'ensemble des mesures du séjour réduites hors de l'atmosphère d'une manière homogène. Le dernier problème qui se pose est leur rattachement à un standard. Le procédé indiqué au paragraphe 4.4 est appliqué à toutes les étoiles du séjour qui ont été déjà mesurées 1 fois au moins.

Une bonne douzaine d'étoiles sont suffisantes pour établir des corrélations précises si des précautions sont prises pour qu'il ne soit pas nécessaire d'extrapoler les droites de régression.

Remarques

- a) Le premier séjour dépouillé n'est pas rattaché, il constitue le standard pour le rattachement du second séjour. Les deux premiers séjours formant ensuite le standard pour le troisième et ainsi de suite.
- b) La moyenne de plusieurs mesures déjà rattachées est faite de la façon proposée au numéro 4.5.
- c) Le nombre des nuits d'un séjour peut se réduire à une seulement.
- d) Il n'est pas nécessaire de suivre l'ordre chronologique des séjours pour leur rattachement.

5.5 DÉPOUILLEMENT DES SÉJOURS AVEC BONNE ISOTROPIE

Le temps consacré aux mesures d'extinction est assez grand dans le cas des étoiles M et D . Dès qu'un certain nombre d'étoiles du standard furent suffisamment inter-comparées, nous avons simplifié les mesures d'extinction en nous inspirant de la méthode décrite par Hardie [15].

Une étoile bien connue, de déclinaison assez grande est observée à intervalles réguliers toutes les nuits du séjour, c'est l'étoile principale d'extinction. Consécutivement à quelques-unes de ces mesures nous observons 1 fois d'autres étoiles de couleurs semblables, bien connues mais basses; ce sont les étoiles secondaires d'extinction. Le reste du temps est consacré à l'observation d'étoiles isolées, dont une certaine proportion ($\geq 30\%$) sont déjà mesurées une fois au moins.

Première étape :

Nous traitons toutes les paires constituées par les étoiles d'extinction principale et secondaire en suivant la méthode de Hardie. Après application de la méthode des magnitudes normalisées on obtient une valeur approchée de la différence entre les couleurs standard de l'étoile d'extinction principale et celles qui lui correspondent hors de l'atmosphère pour le séjour (différences dues aux variations lentes des réponses instrumentales).

Deuxième et troisième étapes :

Elles sont semblables aux étapes 3 et 4 du paragraphe précédent. L'unique différence réside dans le fait que l'étoile d'extinction principale contribue seule à l'établissement des graphiques d'extinction du séjour.

Remarque

Le contrôle direct de l'isotropie est ainsi supprimé, donc la sécurité des coefficients d'extinction est moins grande. Ceci est partiellement compensé du fait que les corrélations de rattachement sont établies à partir d'un plus grand nombre d'étoiles. Nous avons par là un contrôle indirect de l'isotropie.

5.6 DÉPOUILLEMENT DES NUITS ISOLÉES

Nous associons à cette catégorie d'observations les séjours pour lesquels il y a doute quant à l'isotropie de l'extinction.

L'expérience nous a montré qu'il était préférable d'adopter dans ces cas des valeurs moyennes et constantes de l'extinction. Celles-ci sont établies et contrôlées périodiquement en se basant sur les résultats obtenus à l'aide de la méthode des étoiles M et D .

Il est alors indispensable d'étudier les corrélations avec le standard pour chaque nuit. Leur examen critique permettant l'attribution des facteurs de pondération décrits au numéro 4.5.

Cette dernière procédure implique, pour les nuits dont les qualités photométriques sont à priori douteuses, l'observation d'une proportion accrue d'étoiles déjà connues ($\geq 50\%$).

5.7 DISCUSSION DE LA PRÉCISION DES RÉSULTATS

Il est pratiquement impossible de prévoir de façon détaillée, l'écart-type qui pourrait caractériser la précision des mesures faites et dépouillées selon les procédés décrits au cours des chapitres précédents. Nous pourrions tout au plus établir une appréciation de cet écart-type après avoir schématisé l'influence des multiples sources

d'erreurs et obtenu des résultats expérimentaux intermédiaires caractérisant certains ordres de grandeur. Cette estimation sera confrontée avec la dispersion observée directement sur un ensemble de mesures réduites et rattachées entre elles. Enumérons dans ce but les erreurs instrumentales et de dépouillement les plus importantes

- a) L'erreur de mesure d'une déviation provenant du seuil de sensibilité et des défauts de linéarité du millivoltmètre. Elle est à considérer deux fois puisque chaque déviation est définie par la différence de deux enregistrements (champ du diaphragme avec et sans l'étoile à observer). Sur la base des caractéristiques données au paragraphe 1.4 nous pouvons adopter

$$\sigma_d \cong \sqrt{2} \cdot 2 \cdot 10^{-3} \quad [\text{magn.}] ;$$

- b) L'erreur introduite par le changement des gammes de sensibilité. Si nous nous référons à la sensibilité utilisée pour l'enregistrement de la couleur 2, nous devons en général adopter une gamme plus sensible pour la mesure des couleurs 3, 4, 5, 6. Pour les couleurs 1 et 7 il nous faut augmenter le plus souvent la sensibilité de 2 gammes. Il n'est pas rare que les 7 couleurs ne puissent être enregistrées dans de bonnes conditions qu'avec 4 gammes, c'est-à-dire en faisant intervenir 3 rapports de résistance consécutifs. L'écart-type qui découle de ces circonstances n'est pas systématique ni égal pour chaque couleur. Pour chaque observation, l'utilisation des magnitudes normalisées nous permet d'écrire pour l'écart-type d'une couleur dû aux changements de sensibilité

$$\sigma_r \cong \sqrt{n} \cdot 3 \cdot 10^{-3} \quad [\text{magn.}] ;$$

n étant le nombre de changements nécessaires à la mesure de cette couleur par rapport à la gamme utilisée pour l'enregistrement de la couleur 2
 $3 \cdot 10^{-3}$ étant une appréciation donnée au numéro 1.4

- c) L'écart-type dont l'origine réside dans la scintillation atmosphérique a été formulé au paragraphe 2.4. Nous adoptons en conséquence la relation (23)

$$\sigma_s \cong (-4,5 + 6 F_z) \cdot 10^{-3} \quad [\text{magn.}] ;$$

- d) L'imprécision résultant d'une erreur d'appréciation des coefficients d'extinction atmosphérique est difficile à estimer. L'application de la méthode des magnitudes normalisées ainsi que les défauts d'isotropie compliquent encore cette estimation si l'on désire la calculer à partir des erreurs probables pour les coefficients d'extinction de chaque indice. Nous proposons de considérer comme écart-type caractérisant les erreurs de connaissance de l'extinction ainsi que l'inexactitude des coefficients instrumentaux donnés au numéro 5.2, l'écart-type moyen observé entre les indices directs et indirects lors de l'application de la méthode des magnitudes normalisées.

$$\sigma_e \cong 3 \cdot F_z \cdot 10^{-3} \quad [\text{magn.}] .$$

La proportionnalité de cet écart avec la masse d'air est naturelle pour un effet résultant principalement de l'extinction; elle apparaît d'ailleurs sur les valeurs individuelles de l'écart considéré.

- e) L'erreur introduite par le rattachement au standard est aussi difficile à formuler. Etant donné le nombre en général suffisant des points utilisés pour les corrélations (> 10) nous admettrons qu'elle est faible. Nous proposons de l'assimiler à la précision avec laquelle nous mettons en place les points représentatifs sur les graphiques qui définissent les corrélations, soit

$$\sigma_c \cong 3 \cdot 10^{-3} \quad [\text{magn.}] .$$

Nous ne pourrions pas utiliser à cette fin la dispersion observée autour de la droite de régression puisque celle-ci reflète l'ensemble des erreurs déjà décrites ainsi que les erreurs résiduelles du standard. Par contre cette dispersion est utilisée dans certains cas comme critère de pondération pour l'établissement des moyennes de plusieurs mesures (voir aux paragraphes 4.5 et 5.6 la définition d'un facteur de qualité pour la nuit).

Nous limiterons à ces cinq facteurs l'énumération des causes distinctes d'erreurs. Nous terminerons l'appréciation de l'écart-type global en supposant qu'elles sont toutes sensiblement indépendantes de façon que le théorème d'addition des variances puisse s'appliquer. Nous obtenons alors

$$\begin{aligned} \sigma_g &\cong \sqrt{\sigma_d^2 + \sigma_r^2 + \sigma_s^2 + \sigma_e^2 + \sigma_c^2} \\ &= \sqrt{37 + 45 F_z^2 - 54 F_z + 9n} \cdot 10^{-3} \quad [\text{magn.}] . \end{aligned}$$

Nous avons calculé pour quelques valeurs normales de F_z et n ce que donne cette appréciation de l'écart-type. Les résultats en 0,001 de magnitude sont réunis dans le tableau ci-dessous et reportés sur la figure 14, ils y déterminent la zone hachurée.

$F_z \backslash n$	1	1,5	2,0	2,5
0	5,3	7,6	10,5	13,5
1	6,1	8,2	10,9	13,9
2	6,8	8,7	11,3	14,2
3	7,4	9,2	11,7	14,5

Examinons maintenant, pour une collection de 55 étoiles observées toutes 3 fois au moins (5 fois en moyenne), les caractéristiques présentées par l'écart-type calculé

pour chaque couleur de chaque étoile à l'aide de la méthode proposée à la fin du paragraphe 4.5.

a) *L'écart-type moyen par couleur*

Il s'agit de la moyenne arithmétique par couleur des écarts-types obtenus pour les 55 étoiles de la collection

Couleurs	1	4	2	5	6	3	7
	<i>U</i>	<i>B₁</i>	<i>B</i>	<i>B₂</i>	<i>V₁</i>	<i>V</i>	<i>G</i>
$\sigma_c \cdot 10^3$	6	5	4	5	5	6	7

On remarque que pour *B* l'écart moyen est le plus faible. Nous croyons pouvoir associer cela au fait que *B* est la couleur de référence et que pour elle, l'erreur due au changement de sensibilité n'intervient pas ($n = 0$). Par contre les couleurs *U* et

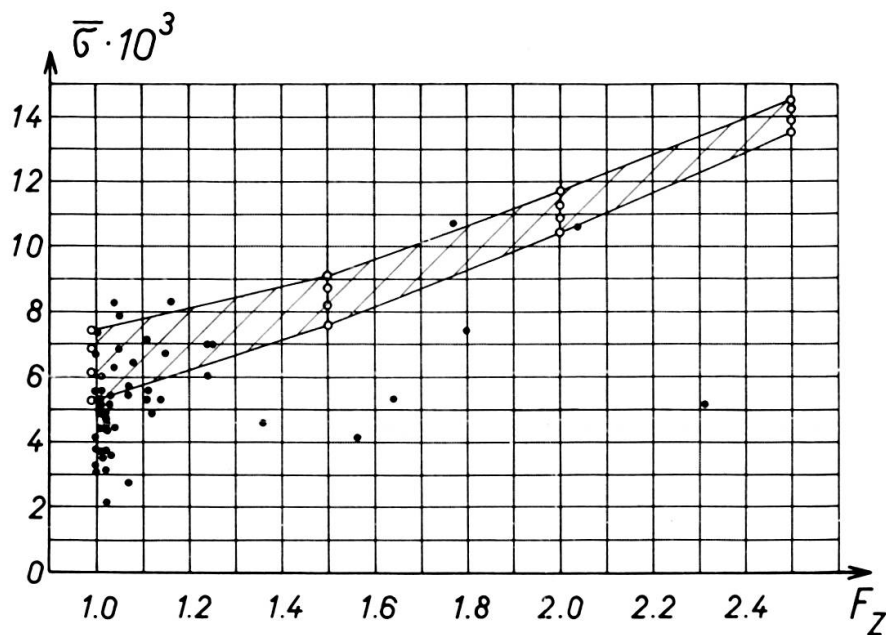


Fig. 14

G, pour lesquelles il y a toujours lieu d'adopter une sensibilité plus grande de 2 voir 3 gammes, présentent un écart-type moyen plus grand. Cette influence correspond quantitativement à celle prévue précédemment. Un facteur que nous avons ignoré pour l'appréciation calculée de l'écart-type mais dont nous avons parlé aux paragraphes 1.2 et 3.4 est l'effet résiduel de la température sur la sensibilité spectrale relative de la photocathode. Si cet effet s'est manifesté, il aura

eu une action à partir de 5000 Å, elle aura été la plus importante sur les filtres V et G qui ont leur bande passante limitée d'un côté par la réponse électrique du photomultiplicateur. Il est alors vraisemblable d'associer cette cause au fait que les écarts-types moyens des couleurs V et G sont légèrement plus grands que ceux des autres couleurs.

b) *L'écart-type moyen par étoile en relation avec la masse d'air minimum*

Nous avons représenté dans la figure 14 l'écart-type moyen calculé pour chaque étoile de la collection (moyenne des écarts sur les sept couleurs de chaque étoile), en fonction de la masse d'air minimum à laquelle on peut l'observer. Cette représentation est faite à l'aide des petits cercles noirs. La surface hachurée correspond à notre appréciation calculée de cette corrélation.

L'examen de cette figure montre que la relation entre l'écart-type observé et la masse d'air est assez mal définie, elle paraît pourtant moins forte que celle calculée. Il est probable que ceci résulte d'une part du petit nombre d'étoiles pour lesquelles F_z dépasse 1,25 et d'autre part du fait que les bonnes mesures d'étoiles basses sont en général pratiquées lorsque la scintillation est faible. Notons aussi que toutes les mesures n'ont pas été faites dans le méridien, ce qui a pour conséquence un relâchement de la corrélation recherchée. En résumé, notre appréciation calculée de l'écart-type se révèle légèrement pessimiste, elle représente une limite supérieure de celui-ci. Pour caractériser de façon globale la précision de nos moyennes de 3 mesures au moins, nous pouvons admettre un écart-type voisin de 6.10^{-3} magnitude.

BIBLIOGRAPHIE

1. LALLEMAND, A. (1962). *Astronomical Techniques*, chap. 6. W. A. Hiltner, The University of Chicago Press.
2. ENGSTROM, R. W. (1947). *J. opt. Soc. Am.*, vol 37, n° 6, p. 420.
3. DIVAN, L. (1955). *Journal des Observateurs*, vol. XXXVIII, n° 5, p. 93.
4. STEBBINS, J. and KRON, G. E. (1956). *Ap. J.*, vol. 123, n° 3, p. 446.
5. DANJON, A. et COUDERC, A. (1935). *Lunettes et Télescopes*, chap. 18, Ed. rev. d'opt., Paris.
6. BALZERS. *Couche Alflex-A* dans catalogue d'usine.
7. YOUNG, A. T. (1963). *Applied Optics*, vol. 2, n° 1, p. 51.
8. RUFENER. F. (1963). *Publ. Obs. Genève*, Série A, n° 63.
9. LONTIE-BAILLIEZ, M. et MEESEN, A. (1959). *Ann. Soc. Sci. Bruxelles*, vol. 73, p. 390.
10. GOLAY, M. (1959). *Publ. Obs. Genève*, Série A, n° 59.
11. *Handbook of Chemistry and Physics*. Chemical Rubber et SURUGUE, J. (1955). *Techniques générales du Laboratoire de Physique*, CNRS, Paris.
12. JOHNSON, H. L. and MORGAN, W. W. (1951). *Ap. J.*, vol. 114, n°3, p. 524
13. WEAVER, H. F. (1952). *Ap. J.*, vol. 116, n° 3, p. 638.
14. HARRIS, D. L. (1953). *Flagstaff Photoelectric Conference*, Indiana University Press, Bloomington.
15. HARDIE, R. (1959). *Ap. J.*, vol. 130, n° 2, p. 663.

16. STROMGREN, B. (1937). *Handbuch der Experimentalphysik*, vol. 26, p. 392, Akademische Verlag Leipzig.
- WESSELINK, A. J. (1950). *Trans. I.A.U.*, vol. 7, p. 269.
17. KING, I. (1952). *Astron. Journ.*, vol. 57, n° 8, p. 253.
18. GOLAY, M. (1962). *Publ. Obs. Genève*, Série A, n° 61.
19. — (1954). *Publ. Obs. Genève*, Série A, n° 49.
20. HARDIE, R. (1962). *Astronomical Techniques*, chap. 8, W. A. Hiltner, The University of Chicago Press.
21. BEMPORAD, A. (1904). *Mitt. Grossh. Sternwarte Heidelberg*, fasc. IV.
22. LINK, F. (1934). *Journ. des Obs.*, vol. XVII, n° 3, p. 41.
23. RCA. *Tube Handbook HB 3*, Réponse équiénérgétique type S — 4.
24. MEHLTRETTER, J. P. (1961). *Annales d'astrophysique*, t. 24, n° 1, p. 40.

TABLE DES MATIÈRES

0.	Introduction	413
1.	Les instruments et les mesures	413
1.1	Télescope et photomètre	413
1.2	Photomultiplicateur	416
1.3	Filtres et courbes de réponses	421
1.4	Mesure du courant photoélectrique	423
2.	L'extinction atmosphérique dans le cas d'une photométrie à larges bandes passantes	424
2.1	Généralités	425
2.2	Hypothèses relatives à l'extinction	426
2.3	Expression théorique des effets de l'extinction dans le cas des bandes passantes larges	427
2.4	La scintillation	434
3.	Perfectionnement de la méthode de Bouguer	436
3.1	Les hypothèses	436
3.2	Dissymétrie apparente par rapport au méridien dans le cas particulier d'une variation monotone de l'extinction	437
3.3	Nouvelle méthode pour le calcul des indices hors de l'atmosphère	439
3.4	Calcul des extinctions instantanées et comparaison des résultats	443
4.	Cohérence des indices réduits hors de l'atmosphère et moyenne des mesures	446
4.1	Généralités	445
4.2	Méthode des magnitudes normalisées	445
4.3	Discussion des écarts et détection des erreurs	447
4.4	Rattachement des nouvelles mesures à un standard	448
4.5	Moyenne de plusieurs déterminations des magnitudes normalisées	448
5.	L'établissement du nouveau standard photométrique	451
5.1	Généralités	451
5.2	Estimation des grandeurs α , β et γ	451
5.3	Calcul des masses d'air	456
5.4	Dépouillement des séjours avec étoiles d'extinction M et D	457
5.5	Dépouillement des séjours avec bonne isotropie	458
5.6	Dépouillement des nuits isolées	459
5.7	Discussion de la précision des résultats	459