Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 20 (1967)

Heft: 3

Artikel: Évolution des paramètres de rattachement au système photométrique de l'observatoire de Genève

Autor: Ruffener, F.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-739391

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: 10.08.2025

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

ÉVOLUTION DES PARAMÈTRES DE RATTACHEMENT AU SYSTÈME PHOTOMÉTRIQUE DE L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PAR

F. RUFENER

RÉSUMÉ

On discute la signification des fluctuations observées sur les paramètres des régressions linéaires nécessaires aux rattachements des observations photométriques nouvelles. Des ordres de grandeurs sont obtenus pour:

1° Le vieillissement chromatique des aluminures dont l'effet se révèle important;

2° Les fluctuations de l'extinction moyenne d'une nuit;

3° Le déplacement des longueurs d'ondes moyennes caractérisant le système photométrique naturel.

1. Introduction

La réduction des observations faites à notre station d'observation de Haute-Provence pendant la période août 1964 à juillet 1965 a donné lieu à la publication d'un catalogue [1]. Cette réduction a nécessité le rattachement des observations faites au cours d'une centaine de nuits, aux observations du Jungfraujoch déjà réduites et constituant un standard [2]. La technique de réduction des mesures a été décrite dans [2]. Le changement de site et de télescope nous a incité à prendre plusieurs précautions et à discuter en détail la signification des paramètres de la réduction. Cela nous paraît le seul moyen objectif de contrôler le maintien des caractéristiques de notre système photométrique. Cela nous permet aussi d'apprécier quelques ordres de grandeur relatifs au vieillissement chromatique des aluminures et aux fluctuations de l'extinction au voisinage d'une valeur moyenne.

On se souviendra que parmi les nuits qui ont été réduites au standard il y a deux groupes:

a) Les nuits dites « M et D », ce sont celles pour lesquelles une appréciation de l'extinction instantanée est faite selon la méthode décrite dans [2];

b) Les nuits pour lesquelles une extinction moyenne est utilisée. On s'astreint au cours de ces nuits à observer les étoiles au travers d'une masse d'air constante. (Cette solution s'est révélée meilleure que celles décrites aux paragraphes 5.5 et 5.6 de [2].) On désignera par la suite cette catégorie par: « nuits à masse d'air constante ».

Nous ajouterons encore que notre premier souci a été de déterminer spécialement pour Saint-Michel (O.H.P.) les constantes instrumentales nécessaires à la réduction, à savoir: α_i, β_i, γ_i, l'extinction moyenne et ses caractéristiques. Cette opération a exigé la reprise de la calibration des bandes passantes, la méthode suivie pour ces calculs ne diffère pas de celle exposée dans [2].

2. Formulation des paramètres de rattachement

Pour une nuit numérotée par l'indice k, le rattachement des magnitudes normalisées réduites hors de l'atmosphère à un standard existant a chaque fois et pour toutes les couleurs, été réalisé à l'aide de relations linéaires telles que

$$m_{ij}^s = a_{jk}\, m_{ij}^o + b_{jk} \tag{1}$$

i: numérote les étoiles communes à la nuit k et au standard;
j: numérote les couleurs;
m_{ij}^o: magnitudes normalisées, hors de l'atmosphère, pour la nuit;
m_{ij}^s: magnitudes normalisées du standard.

a_{jk} et b_{jk} étant choisis de manière à satisfaire au mieux la relation (1).

Avant de discuter la fluctuation de a_{jk} et b_{jk} au cours du temps, il est nécessaire d'exprimer ces paramètres à l'aide des éléments perturbateurs et évolutifs principaux. Les notations utilisées sont celles de [2].

Une magnitude normalisée est un indice de couleur dont la seconde couleur est toujours celle mesurée avec le filtre B (n° 2). Considérons qu'elle est obtenue, réduite hors de l'atmosphère, avec une formule du type (20) de [2].

$$C_{1-2}^o = C_{1-2}^z - F_z\left[k_{1-2} + \alpha_{1-2} + \beta_{1-2}\, C_{1-2}^o + \gamma_{1-2}\, F_z\right]. \tag{2}$$

Dans le membre de droite, la seule erreur importante qui peut subsister est une mauvaise appréciation de k_{1-2} pour la nuit. Cela se présente surtout pour les nuits à masse d'air constante. Supposons pour simplifier que cette erreur (Δk_{1-2}) soit constante toute la nuit et variable d'une nuit à l'autre. Dans ces conditions nous procédons au rattachement de magnitudes normalisées (C_{1-2}^o) systématiquement fausses. Des valeurs plus exactes seraient

$$C_{1-2}^{o*} = C_{1-2}^o - \bar{F}_z\, \Delta k_{1-2}\,, \tag{3}$$

$\bar{F}_z$ étant la valeur moyenne de la masse d'air utilisée pour la nuit considérée.

D'autre part, la régression linéaire décrite ci-dessus appliquée à des magnitudes normalisées de la nuit à rattacher qui seraient très peu ou pas entachées d'erreurs systématiques d'extinction (C^{o*}_{1-2}), compensera au premier ordre la dérive des bandes passantes qui s'est produite entre l'époque de fixation du standard et l'époque de la nuit à rattacher. Il est évident que l'on prend toutes les précautions pour conserver les bandes passantes mais malgré cela le pouvoir réflecteur des miroirs du télescope ne peut être stabilisé. Nous subissons son évolution au cours du temps. A l'aide de l'expression développée des magnitudes hétérochromatiques données par la formule (14) de [2] et en considérant que les étoiles mesurées rayonnent en première approximation comme des corps noirs pour lesquels l'expression

$$\frac{dm(\lambda, T)}{d\,1/\lambda} = 1.086(\varphi(\lambda, T) - 5\lambda)\,, \text{ où } \varphi = \text{gradient absolu,} \tag{4}$$

peut-être étendue à un large intervalle de longueurs d'ondes, nous pouvons écrire que:

$$m(\lambda_1, T) - m(\lambda_2, T) \cong \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2\,\lambda_1}\,1.086\left[\varphi(\lambda_{12}, T) - 5\lambda_{12}\right]. \tag{5}$$

Ainsi chaque indice de couleur ou chaque magnitude normalisée peut subir les approximations suivantes

$$\begin{aligned} C^o_{1-2} &= m^o_1 - m^o_2 \\ &= m(\lambda_1, T) - 0{,}543\left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2\left(\lambda^2\frac{B''}{B}\right)_{\lambda 1} + \Phi_1 \\ &\quad - m(\lambda_2\,T) + 0{,}543\left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2\left(\lambda^2\frac{B''}{B}\right)_{\lambda 2} - \Phi_2 \\ C^o_{1-2} &\cong \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2\,\lambda_1}\,1{,}086\left[\varphi(\lambda_{12}, T) - 5\lambda_{12}\right] \\ &\quad -0{,}543\left[\left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2\left(\lambda^2\frac{B''}{B}\right)_{\lambda 1} - \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2\left(\lambda^2\frac{B''}{B}\right)_{\lambda 2}\right] + \Phi_1 - \Phi_2\,. \end{aligned} \tag{6}$$

La relation (6) peut représenter, d'une part les magnitudes normalisées du standard et, d'autre part, les magnitudes normalisées de la nuit à rattacher, des étoiles communes aux deux listes et non variables.

Afin de caractériser la dérive instrumentale posons:
pour le glissement des longueurs d'onde moyennes

$$\left.\begin{aligned} \Delta\lambda &= (\lambda^s_2 - \lambda^s_1) - (\lambda_2 - \lambda_1) \\ \varepsilon &= \frac{\lambda_1\,\lambda_2}{\lambda^s_1\,\lambda^s_2} \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

pour les changements d'étendue des bandes passantes exprimés en magnitudes

$$\varphi = (\Phi_1^s - \Phi_2^s) - (\Phi_1 - \Phi_2) . \tag{8}$$

Il est alors facile d'établir qu'une nouvelle mesure de magnitude normalisée est rattachée au standard par l'intermédiaire d'une relation linéaire; en effet, il suffit d'écrire pour chaque étoile, deux fois la relation (6) en négligeant les écarts du deuxième ordre.

$$C_{1-2}^{o*} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} \cdot \rho - \theta + \Phi_1 - \Phi_2 \tag{9}$$

$$C_{1-2}^{os} = \frac{\lambda_2^s - \lambda_1^s}{\lambda_1^s \lambda_2^s} \rho - \theta + \Phi_1^s - \Phi_2^s . \tag{10}$$

En introduisant les relations (7) et (8) on obtient

$$C_{1-2}^{os} = \varepsilon \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1}\right) C_{1-2}^{o*} + (\Phi_1 - \Phi_2 - \theta) \left[1 - \varepsilon - \frac{\Delta\lambda \cdot \varepsilon}{\lambda_2 - \lambda_1}\right] + \varphi . \tag{11}$$

Dans cette relation, à part C_{1-2}^{o*}, seul ϑ est un terme dépendant de la couleur de chaque étoile. Sa valeur restant toujours faible en face de $\Phi_1 - \Phi_2$, on peut sans scrupule le négliger en regard des approximations déjà faites. Si nous combinons les effets d'un petit changement des bandes passantes avec ceux d'une erreur sur l'extinction, nous aurons:

$$C_{1-2}^{os} = \varepsilon \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1}\right) C_{1-2}^{o} - \Delta k_{1-2} \bar{F}_z \varepsilon \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1}\right) + (\Phi_1 - \Phi_2) \left(1 - \varepsilon - \frac{\Delta\lambda\varepsilon}{\lambda_2 - \lambda_1}\right) + \varphi \tag{12}$$

soit

$$C_{1-2}^{os} = a\, C_{1-2}^{o} + b$$

avec

$$a = \varepsilon \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1}\right) = \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2^s \lambda_1^s} \cdot \frac{(\lambda_2^s - \lambda_1^s)}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \tag{13}$$

$$b = \varphi + (\Phi_1 - \Phi_2) \left[1 - \varepsilon - \frac{\Delta\lambda\varepsilon}{\lambda_2 - \lambda_1}\right] - \Delta k_{1-2} \cdot \bar{F}_z \cdot \varepsilon \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1}\right) . \tag{14}$$

3. Paramètres de rattachement observés

Nous disposons des paramètres a_{jk} et b_{jk} pour une centaine de nuits. k numérote les nuits de la période s'étendant du 15 août 1964 au 15 août 1965. Comme chaque

couleur a été normalisée par rapport à la couleur B (filtre n° 2), nous avons toujours $a_{2k} = 1$ et $b_{2k} = 0$. Il est inutile de publier l'ensemble de ces valeurs. Notons simplement que les a_{jk} sont faiblement dispersés et ne présentent pas de variation appréciable en fonction du temps, nous renvoyons la discussion de ces valeurs au paragraphe 7. La situation est fort différente pour les b_{jk}; forte dispersion, variations dans le temps et discontinuités de la suite des valeurs observées. Afin d'en donner un exemple concret, nous représentons dans la figure 1 les variations de b_{3k} en fonction du temps ($j = 3$ concerne la couleur V). Les petits cercles pleins sont relatifs à des nuits à masse d'air constante, les cercles gras à des nuits M et D. Dans les paragraphes suivants nous allons discuter la signification des trois faits principaux que révèlent la figure 1 et les représentations des autres b_{jk} en fonction du temps. Ces constatations sont résumées par

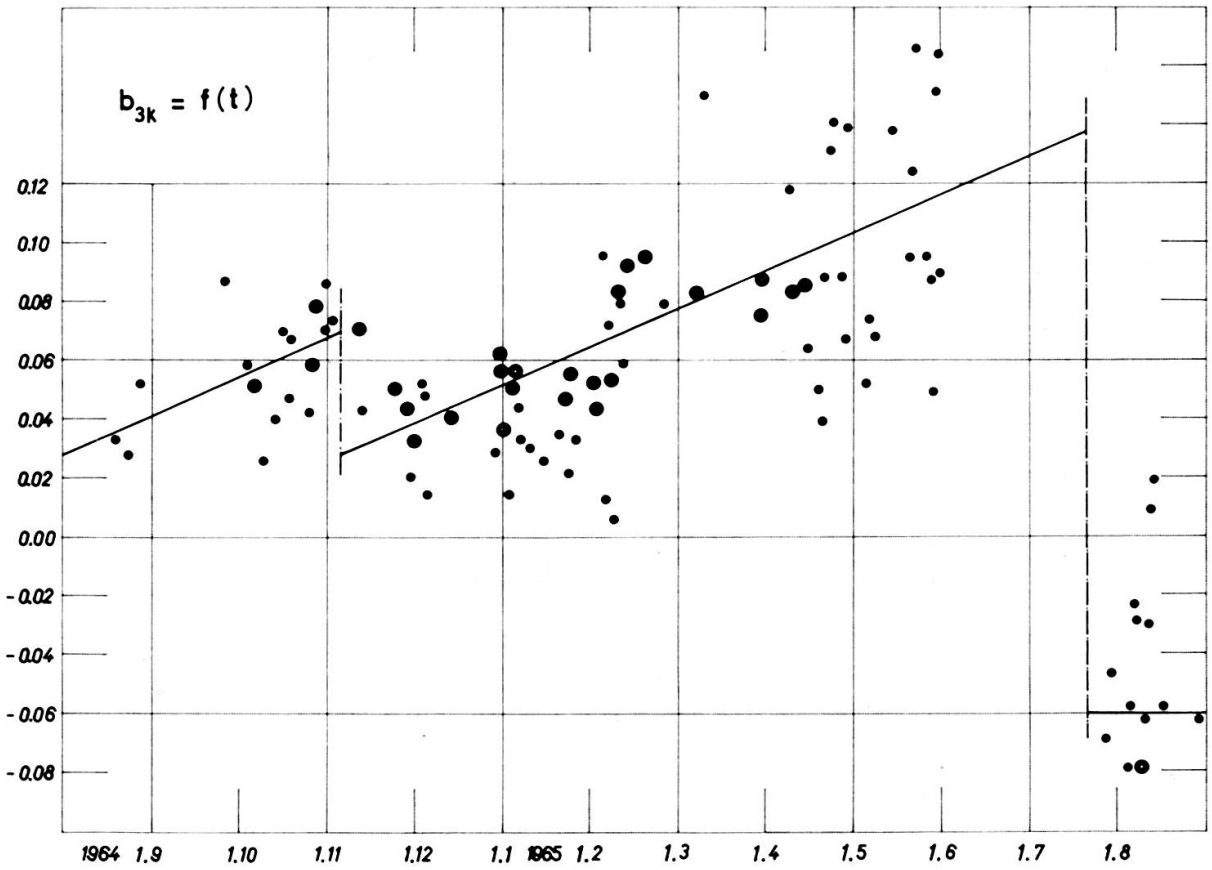

Fig. 1.

1° Variation moyenne de b_{jk} monotone entre les discontinuités;

2° Dispersion des points relatifs aux nuits à masse d'air constante beaucoup plus forte que celle des points représentants des nuits M et D;

3° Deux discontinuités importantes, l'une au début novembre 1964, l'autre en juin-juillet 1965.

4. Variations monotones des paramètres b_j

Un calcul rapide sur la relation (14) permet de reconnaître que φ et Δk sont les termes principaux, c'est eux qui contribuent le plus à la valeur du paramètre b.

Il est naturel de considérer Δk comme responsable principal de la dispersion des points. Ceci est confirmé par le fait que la dispersion est beaucoup plus faible pour les nuits M et D pendant lesquelles nous procédons à une détermination particulière de l'extinction, que pour les nuits à masse d'air constante qui sont traitées avec une extinction moyenne. (Il n'est pas exclu que Δk aie une moyenne algébrique non nulle.) Quant à φ, il mesure l'évolution relative des bandes passantes. C'est à lui que nous devons attribuer la variation moyenne, monotone, de b. Analysons les facteurs qui constituent la « magnitude » d'une bande passante.

$$\Phi_j = -2.5 \log \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_j(\lambda)\, d\lambda = -2.5 \log \int_{-\infty}^{+\infty} f_j(\lambda) \cdot S(\lambda) \cdot r(\lambda)\, d\lambda \qquad (15)$$

$f_j(\lambda)$: C'est la réponse optique des filtres; nous avons vérifié qu'elle était très stable (évolution insensible sur deux ans).

$s(\lambda)$: C'est la réponse électrique du photomultiplicateur (P.M.). Nous n'avons pas de garantie absolue sur la permanence à long terme de sa sensibilité. Nous avons pris des précautions pour stabiliser sa sensibilité chromatique. La température de la photocathode est régularisée par un thermostat, une protection efficace a été mise en place pour parer aux effets de champs magnétiques extérieurs [3]. Le seul facteur connu qui puisse influencer d'une nuit à l'autre la sensibilité chromatique est la tension d'alimentation du P.M. [4]. Celle-ci a été variable d'une nuit à l'autre, mais dans des limites relativement étroites. Néanmoins, ce facteur peut être une cause de fluctuation pour φ qui apparaîtrait aléatoirement dans la représentation $b_{jk} = \mathrm{f}(t)$. Nous avons examiné si la dispersion des points représentant les nuits M et D (pour lesquelles les fluctuations dues à Δk sont certainement plus faibles) présentait une corrélation avec la tension d'alimentation du P.M. Aucune corrélation n'a été mise en évidence. Cette cause de dispersion n'est donc certainement pas supérieure à l'erreur résiduelle sur la détermination de l'extinction des nuits M et D. En résumé, aucun argument ne peut être avancé pour attribuer à S (λ) une part de la variation monotone de φ; tout au plus, peut-on la rendre responsable d'une certaine dispersion de φ.

$r(\lambda)$: C'est la réponse optique des miroirs aluminés du télescope et de la lentille de Fabry. Il est connu que le pouvoir réfléchissant de la couche d'aluminium s'altère au cours du temps, voir entre autres [5]. Il nous paraît donc justifié de reporter sur cette fonction la responsabilité des variations monotones de b. A long terme, une variation linéaire est vraisemblable. La figure 1

montre, qu'en ne considérant que les points provenant de nuits M et D, il n'est pas possible de raffiner plus.

Le tableau I donne les valeurs de $\frac{\Delta b}{\Delta t}$ (en 0,01 de magnitude par mois) obtenues à l'aide des seuls points de nuits M et D situés dans l'intervalle compris entre les discontinuités déjà signalées.

TABLEAU I

Couleurs	U	B_1	B	B_2	V_1	V	G
$\frac{\Delta b}{\Delta t}$ [0.01/mois]	− 1.27	0	0	0	+ 0.80	+ 1.30	+ 1.40

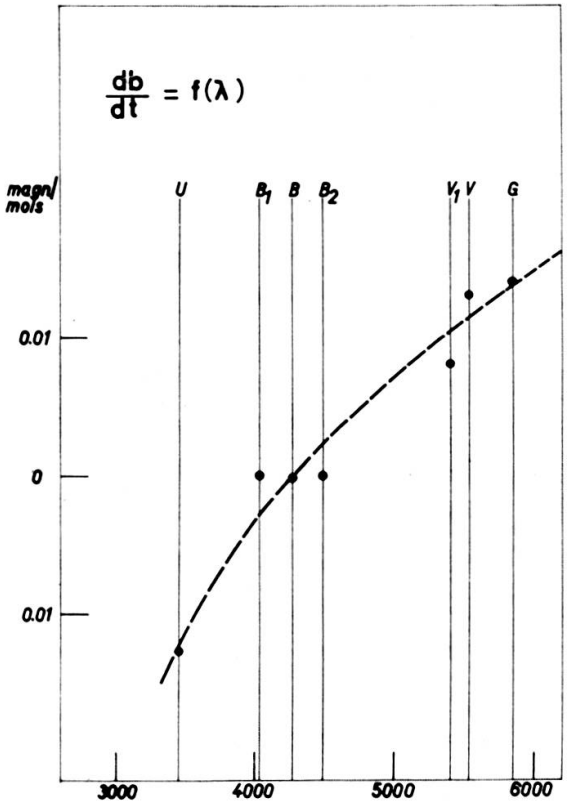

Fig. 2.

La figure 2 représente $\frac{\Delta b}{\Delta t} = f(\lambda)$. Nous avons défini

$$\varphi = (\Phi_1^s - \Phi_2^s) - (\Phi_1 - \Phi_2) .$$

En admettant le point de vue énoncé ci-dessus nous aurons

$$\frac{\Delta b}{\Delta t} = \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = -\frac{\Delta \Phi_1}{\Delta t}$$

car du fait de la normalisation, nous adoptons

$$\frac{\Delta \Phi_2}{\Delta t} = 0.$$

Donc la variation relative de bande passante est de signe contraire à la variation observée de $\frac{\Delta b}{\Delta t}$. Si nous calculons la perte relative de magnitude dans l'intervalle défini par U et V (3450-5530 Å), nous obtenons 0,023 magnitude par mois.

Supposons que la fonction $r(\lambda, t)$ puisse être représentée dans l'intervalle d'une bande passante (j) par l'approximation suivante

$$r(\lambda, t) = r(\lambda, t_0) \cdot \alpha_j^t \tag{16}$$

α_j étant un facteur de diminution mensuel ($\alpha < 1$). Il est facile de vérifier qu'alors

$$\frac{d\Phi_j}{dt} = -2.5 \log \alpha_j .$$

Interprétons $\frac{\Delta b}{\Delta t}$ d'une couleur normalisée j de la manière suivante:

$$\left(\frac{\Delta b}{\Delta t}\right)_j = \frac{\Delta \Phi_2}{\Delta t} - \frac{\Delta \Phi_j}{\Delta t}$$

$$= 2{,}5 \log \frac{\alpha_j}{\alpha_2} .$$

Ceci est compatible avec la constance observée de $\left(\frac{\Delta b}{\Delta t}\right)_j$. En utilisant les valeurs lues sur la figure 2, on obtient

$$\alpha_U = 0.99\, \alpha_B$$

$$\alpha_V = 1.01\, \alpha_B .$$

5. Dispersion des paramètres b_j

Considérons les résidus δ_{jk} définis par la différence entre les valeurs brutes obtenues pour b_{jk} et les valeurs moyennes b^*_{jk} définies au paragraphe précédent.

$$\delta_{jk} = b_{jk} - b^*_{jk} .$$

Nous avons déjà suggéré que ces résidus étaient provoqués par une erreur sur l'extinction utilisée pour la réduction hors de l'atmosphère d'une nuit de rang k. Examinons, pour des nuits à masse d'air constante avec lesquelles une extinction moyenne est utilisée, la corrélation entre δ_{jk} et λ. La figure 3 montre que cette corré-

lation est très forte. Nous y avons représenté δ_{jk} pour quatre valeurs de k consécutives. Pour l'une d'entre elles ($k = 73$), les valeurs δ_j sont exceptionnellement grandes. La fonction $\delta_k(\lambda)$ est une appréciation à posteriori de la différence relative entre l'extinction adéquate pour la nuit k et l'extinction moyenne. Cette différence est toujours relative puisque, du fait de la normalisation, $\delta_{2k} = 0$. La relation (14) nous permet d'exprimer l'erreur d'extinction relative à k_2

$$\Delta k_{jk} = -\frac{\delta_{jk}}{a_{jk} F_z}$$

(magnitude par unité de masse d'air).

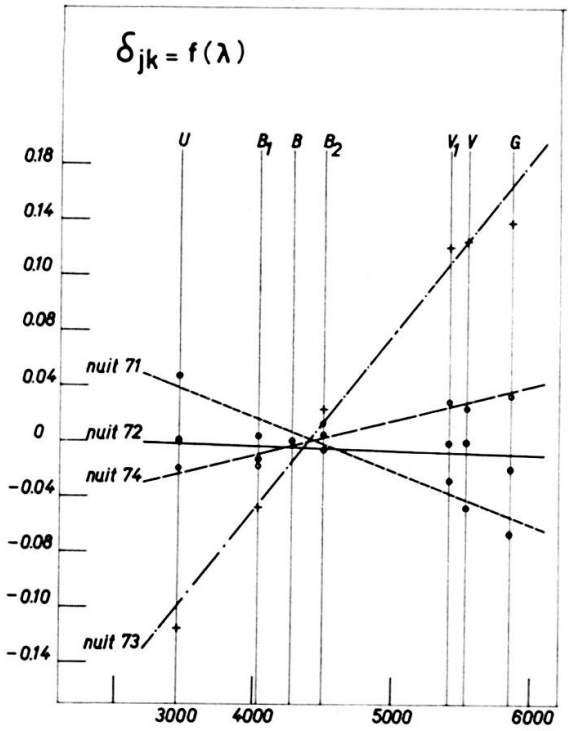

Fig. 3.

Elle est la plus grande pour les couleurs U et G. Pour ces couleurs, l'examen des figures représentant $b_{jk} = f(t)$ montre qu'en général

$$\Delta k \leqslant \pm 0.05 .$$

Pour la nuit qui présente une absorption exceptionnelle, nous avons

$$\Delta k \leqslant \pm 0.15 .$$

Pour que de telles erreurs d'extinction relative n'affectent pas la qualité des observations réduites, il est nécessaire qu'elles soient en moyenne bien compensées par le terme δ_{jk}. Autrement dit, il faut que la dispersion sur les masses d'air traversées pendant une nuit dite à masse d'air constante (F_z) soit telle que

$$\Delta k \cdot \Delta F_z \leqslant \pm 0.005 .$$

Il en résulte que dans le cas général, la plage de masses d'air doit se limiter au plus à

$$\Delta F_z \leqslant \pm 0.1 .$$

Lorsqu'une forte absorption est à craindre, elle doit être réduite à

$$\Delta F_z \leqslant \pm 0.03 .$$

L'essentiel des fluctuations observées sur les constantes b_{jk} est ainsi expliqué. Il reste un solde voisin de $\pm$ 0.01. Il faut voir là des effets résiduels résultant de l'appréciation indépendante de chaque b_{jk} et de surcroît se rendre compte que b est une ordonnée à l'origine d'une droite dont l'intervalle de définition ne contient que très rarement l'abscisse 0.

6. Origine des discontinuités

Sur les représentations de b_{jk} en fonction du temps (telle la figure 1) apparaissent deux discontinuités. Le tableau II en donne les mesures pour chaque couleur, la

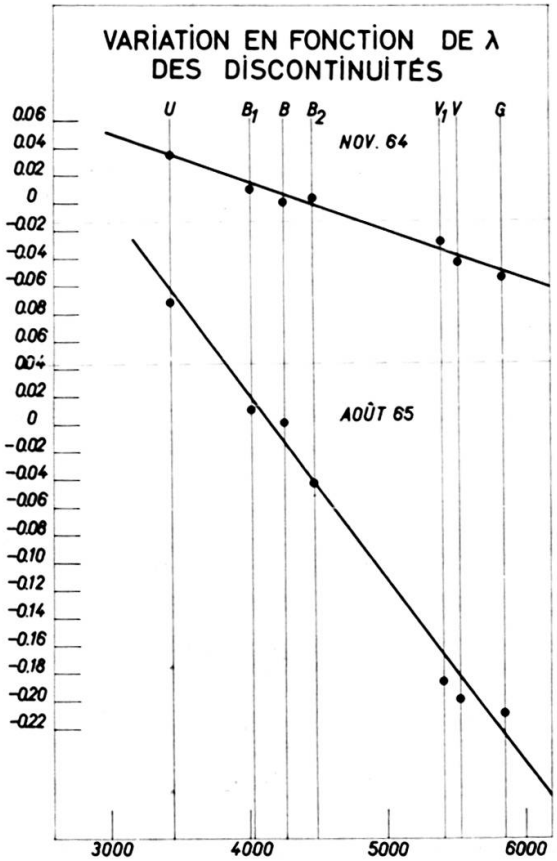

Fig. 4.

figure 4 représente leurs variations avec la longueur d'onde. Ces renseignements sont toujours relatifs à la couleur B.

TABLEAU II

Couleurs	U	B_1	B	B_2	V_1	V	G
Début novembre 1964 . [0.01 magn.]	+ 3.5	+ 1	0	0	− 3.0	− 4.2	− 5.2
Début août 1965 . . . . [0.01 magn.]	+ 8.7	+ 1	0	− 4.0	− 18.7	− 20	− 21

On remarque immédiatement que ces discontinuités affectent l'ensemble du domaine spectral utilisé de manière monotone. On doit donc exclure un événement brutal ayant modifié arbitrairement les bandes passantes. Nous allons voir que la cause principale de ces accidents est le pouvoir réflecteur des miroirs du télescope.

Discontinuité de novembre 1964 :

A cette date, nous avons procédé à deux opérations simultanément:

1° Lavage du miroir qui était aluminé depuis cinq mois;

2° Mise en place d'un diaphragme (ϕ = 80 cm) sur le miroir primaire pour diminuer la diffusion particulièrement forte sur les bords du miroir.

Aucune modification n'a été apportée au photomètre. Il est raisonnable d'admettre dans ces conditions, que le lavage est le principal responsable du gain détecté sur b. Nous mesurons sur la figure 4 un gain de 0.075 magn. pour la couleur U relativement à la couleur V. Sur l'intervalle de cinq mois, la perte a dû se monter, en vertu du résultat acquis au paragraphe 4, à environ $5 \times 0.023 = 0.115$ magn. La perte n'avait pas été entièrement compensée par le lavage. Cette compensation serait de 65 % seulement.

Discontinuité d'août 1965 :

A cette époque nous avons procédé à deux modifications qui ont pu agir sur la sensibilité spectrale relative.

1° Un léger polissage du miroir secondaire exécuté par M. Texereau. Ce travail a été entrepris dans le but de diminuer la diffusion observée hors de l'axe de l'image.

2° Nouvelle aluminure des deux miroirs.

La discontinuité très importante résultant de ces opérations n'est pas définie avec grande précision, ceci se remarque sur la figure 4 et s'explique par la figure 1 qui montre que les circonstances sont moins favorables pour sa mesure. Le gain sur U relativement à V atteint $\approx$ 0.28 magn.

Calculons la perte attendue dans l'intervalle novembre 1964 à août 1965, soit neuf mois, en utilisant toujours le résultat du paragraphe 4: $9 \times 0.023 \cong 0.21$ magn. (il s'agit toujours de U relativement à V). Si nous ajoutons la perte non compensée par le lavage de novembre 1964, soit 0.04 magn., nous estimons la perte totale à ≈ 0.25 magn. Le gain observé restitue à 0.03 près la perte estimée.

Nous sommes ainsi conduits aux conclusions suivantes:

1° L'aluminure d'août 1965 nous a ramené aux conditions (non observées mais probables) caractérisant l'instrument initial de juin 1964;

2° Corrélativement, l'opération du polissage n'avait eu que très peu d'influence sur les propriétés chromatiques du pouvoir réflecteur.

7. Valeurs moyennes des paramètres a_j

Aucune déviation systématique en fonction du temps n'est observée sur les constantes a_{jk}. La dispersion des valeurs se révèle même très faible. Ce résultat prouve qu'aucune variation importante des longueurs d'ondes moyennes (λ_0) ne s'est manifestée durant la période août 1964 à août 1965. Cela confirme que les précautions prises pour stabiliser les courbes de réponse des bandes passantes ont été suffisantes, qu'il s'agisse de la régulation de la température du photomultiplicateur ou de sa protection contre les champs magnétiques perturbateurs. Il faut toutefois remarquer que a_{jk} est peu sensible à un glissement systématique des longueurs d'ondes dans le même sens. En effet, le terme $\Delta\lambda$ est alors nul dans la relation (13). Prenons deux exemples:

a) λ_0 de B se déplace de 10 Å vers les grandes longueurs d'ondes
λ_0 de V reste fixe $\qquad a = 1.010$

b) λ_0 de B et V se déplacent de 10 Å dans le même sens ($\lambda >$)
$\qquad a = 1.004.$

Les paragraphes précédents ont montré la nature du vieillissement des aluminures. Il a pour effet un léger déplacement systématique des λ_0 vers le rouge. Pour fixer un ordre de grandeur, nous avons calculé le déplacement des λ_0 vers le bleu correspondant à la discontinuité d'août 1965 que nous avons associée à la réaluminure des miroirs. Ce déplacement systématique est en moyenne de 5 Å et en vertu de la remarque faite ci-dessus, les changements qu'il occasionne aux a_j est à la limite de perception.

Un fait est pourtant insolite, les valeurs moyennes ($\overline{a_j}$) des a_{jk} considérés sont sensiblement différentes de l'unité. Nous devons donc croire à un déplacement des longueurs d'ondes moyennes depuis l'établissement du standard, en février 1961, avec les mesures du Jungfraujoch.

Lors de nos premières observations à Saint-Michel, nous avons déjà dit qu'un effort spécial avait été fourni pour déterminer à nouveau les diverses constantes instrumentales ainsi que les caractéristiques d'une atmosphère moyenne. Afin de rendre les calculs plus systématiques, E. Peytremann en a fait la programmation sur IBM 1620. Ainsi nous avons pu recalculer et comparer les paramètres instrumentaux pour février 1961 (époque d'établissement du standard) et pour août-septembre 1964 à Saint-Michel. La méthode suivie est celle décrite dans [2], elle est basée sur l'interprétation des magnitudes observées dans le système naturel, à deux époques, pour deux étoiles chaudes (10 Lac et 15 Mon). Par ces calculs nous avons obtenus entre autre une appréciation du déplacement des longueurs d'ondes moyennes. Avec cette appréciation nous avons calculé, à l'aide de la relation (13), les paramètres a_j probables pour Saint-Michel, soient a_j^* ces valeurs. Le tableau III réunit ces renseignements ainsi que les valeurs moyennes observées $\overline{a_j}$.

TABLEAU III

Magnitudes normalisées	U	B_1	B	B_2	V_1	V	G
Appréciation du déplacement: $\lambda_o - \lambda_o^s$ [Å]	− 14	+ 9	+ 25	+ 5	− 1	− 2	+ 3
Pseudo-indice	1-2	4-2	2-2	5-2	6-2	3-2	7-2
a_j^* (calculés)	0.955	0.944	(1.012)	1.101	1.030	1.027	1.021
$\overline{aj}$ (observés)	0.967	0.949	—	1.095	1.071	1.089	1.068

La valeur calculée a_2^* perd sa signification du fait de la normalisation. On constate un bon accord des valeurs calculées et observées pour U, B et B_2. Pour V_1, V et G nous n'expliquons que le tiers de la différence à l'unité qui est observée. Deux questions sont posées:

a) Quelles sont les causes ayant provoqué le glissement des λ_0 entre l'époque d'établissement du standard et le début des observations à Saint-Michel ? Si nous supposons que tous les effets atmosphériques dus au changement de site sont correctement éliminés, nous pouvons invoquer la responsabilité d'événements tels que

1° Le changement de télescope (aluminures différentes);

2° Le remplacement de la fenêtre de l'enveloppe originale du photomultiplicateur;

3° Depuis la révision complète, précédant l'installation à Saint-Michel, il est vraisemblable que nous n'utilisons plus exactement la même plage de la photocathode;

4° Introduction du blindage magnétique;

5° Régulation de la température à une valeur voisine de -16° C.

b) Pourquoi les pentes a_j observées pour les trois couleurs V_1, V et G ne sont pas correctement expliquées ? Il est vraisemblable d'attribuer cette divergence à une dérive qui s'est introduite lors du rattachement d'étoiles très rouges. Cette dérive s'est amorcée déjà lors de la réduction des observations faites au Jungfraujoch. Elle a certainement été favorisée par le fait qu'à ce moment nous n'avions pas de stabilisation de la température du PM, ni de blindage magnétique. Or il est reconnu que température et champs magnétiques ont des effets sur la sensibilité spectrale du PM nettement plus marqués dans la région spectrale des filtres V_1, V et G (voir [5] et [3]). A l'appui de ce point de vue, nous ajouterons que les paramètres a_{jk} et b_{jk} qui ont été déterminés pour le rattachement des nuits du Jungfraujoch présentent des valeurs nettement plus dispersées. En particulier, les a_{jk} n'avaient pas la même stabilité que celle observée depuis août 1964 .

8. Conclusions

Bien que cette discussion ne présente pas d'intérêt de caractère astronomique, nous la considérons comme fort utile sur le plan de la confiance en l'ensemble des observations réduites. En effet, elle constitue un puissant moyen de contrôle de l'évolution instrumentale. C'est aussi une confirmation directe de la précision générale de notre travail à son étape finale, le rattachement. La mise en relief du rôle capital joué par le pouvoir réflecteur des miroirs (un rougissement de 0.023 magnitude par mois sur U-V) nous incite à une attention vigilante pour qu'il soit toujours maintenu à l'intérieur des limites étroites de l'excellence.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Rufener, F. et al. (1966). *J. Observateurs*, Marseille, vol. 49, n°s 11-12.
[2] —— (1964). *Publ. Obs. Genève*, sér. A, n° 66.
[3] —— (1966). *Publ. Obs. Genève*, sér. A, n° 72.
[4] —— (1963). *Publ. Obs. Genève*, sér. A, n° 63.
[5] Stebbins, J. et Smith J. L. (1951). *Publ. Astr. Soc. Pacific*, 63, 202.
[6] Youg, A. T. (1963). *Appl. Opt.*, 2, n° 1, 51.

Observatoire de Genève, 1967

Manuscrit reçu le 27 septembre 1967.