Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]

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

Band: 15 (1962)

Heft: 2

Artikel: Effets de la largeur de la bande passante des filtres cas particulier des diagrammes : Av/Ey = F(Ey) et Eu/Ey = f(Ey)

Autor: Golay, M.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-738665

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: 13.07.2025

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

EFFETS DE LA LARGEUR DE LA BANDE PASSANTE DES FILTRES CAS PARTICULIER DES DIAGRAMMES

$$Av/Ey = F(Ey) \text{ et } \frac{Eu}{Ey} = f(Ey)$$

PAR

M. GOLAY

Résumé.

Lorsque nous établissons les diagrammes

$$\frac{Av}{Ey} = F\,(Ey) \quad \text{et} \quad \frac{Eu}{Ey} = f\,(Ey)$$

pour des systèmes photométriques voisins, nous obtenons des diagrammes très différents. Des formules approchées sont établies pour permettre de prévoir les caractères généraux de ces diagrammes relatifs à un système photométrique donné. Les résultats obtenus sont comparés avec ceux donnés par des intégrations numériques de fonds continus stellaires et de corps noirs. Les conditions que doit remplir un système photométrique idéal sont mises en évidence ainsi que les effets de la loi d'absorption interstellaire et des accidents des fonds continus stellaires.

1. Introduction.

Les systèmes photométriques faisant appel à plusieurs couleurs, permettant ainsi l'établissement de plusieurs indices, sont fréquemment utilisés dans l'étude photométrique des étoiles des amas galactiques. Les diagrammes représentant les indices de couleurs les uns en fonction des autres ont un aspect qui dépend non seulement du choix des longueurs d'onde moyennes mais aussi des largeurs des bandes passantes utilisées. Les effets de l'absorption atmosphérique et interstellaire dépendent également des largeurs des bandes passantes.

Il nous paraît donc essentiel de bien séparer dans l'aspect d'un diagramme photométrique quelconque, la part qui revient aux effets des largeurs des bandes passantes de celle qui résulte de la forme de la distribution d'énergie dans les spectres stellaires.

L'étude des effets des largeurs des bandes passantes des filtres nous montre qu'il faut être extrêmement prudent tant dans le rattachement d'un système photométrique à un autre que dans l'utilisation des rapports $\frac{Eu}{Ey}$ et $\frac{Av}{Ey}$ établis pour des systèmes photométriques que nous considérons comme très proches. De cette étude, nous pouvons aussi déduire quelques critères auxquels les systèmes photométriques devraient satisfaire afin d'affaiblir certains effets. Par exemple, réduire l'influence de la température de couleur des étoiles sur les diagrammes $\frac{Av}{Ey} = f(Ey)$.

Des résultats partiels de cette étude ont déjà été publiés, [1], [5]; nous les résumons au cours des paragraphes suivants.

2. Définitions et systèmes photométriques étudiés.

Nous avons étudié l'effet de la largeur de bande en utilisant, ainsi que nous l'avons déjà fait dans d'autres travaux [1] [5], le développement en série de la fonction de distribution spectrale de l'intensité du rayonnement stellaire (I. King [6]). Nous désignons par $B(\lambda, T)$ cette fonction dans le cas où le rayonnement stellaire n'a pas subi d'absorption interstellaire et par $B(\lambda, T)\, e^{-a_\lambda d}$, la fonction lorsqu'il y a une absorption interstellaire. Le terme a_λ est l'absorption interstellaire par unité d'épaisseur et d l'épaisseur de matière interstellaire.

Soit $\Phi(\lambda)$, le produit des facteurs de transmission du filtre, de l'objectif, des réflexions des miroirs, de la sensibilité chromatique du récepteur.

$$0 \leqq \Phi(\lambda) \leqq 1 \text{ quel que soit } \lambda .$$

La magnitude relative au filtre i hors de l'atmosphère est à une constante près donnée par:

$$m_{\lambda i} = -2{,}5 \log_{10} \int_{[i]} B(\lambda, T)\, \Phi_i(\lambda)\, d\lambda ,$$

dans le cas sans absorption interstellaire.

$$m_{\lambda i} = -2{,}5 \log_{10} \int_{[i]} B(\lambda, T) e^{-a\lambda^d} \Phi_i(\lambda) d\lambda ,$$

dans le cas avec absorption interstellaire.

$[i]$ = limites du filtre i.

Les développements en série nous donnent en se limitant aux premiers termes:

sans absorption:

$$m_{\lambda i} = m^0_{\lambda i} - 0{,}543 \frac{\mu_i^2}{B(\lambda_i, T)} \left[\frac{\partial^2 B(\lambda, T)}{\partial \lambda^2}\right]_{\lambda = \lambda_i} - 2{,}5 \log_{10} \int_{[i]} \Phi_i(\lambda) d\lambda ,$$

avec absorption:

$$m_{\lambda i} = m^0_{\lambda i} - 0{,}543 \frac{\mu_i^2}{B(\lambda_i, T) e^{-a\lambda_i d}} \left[\frac{\partial^2 B(\lambda, T) e^{-a\lambda_i d}}{\partial \lambda^2}\right]_{\lambda = \lambda_i} - 2{,}5 \log_{10} \int_{[i]} \Phi_i(\lambda) d\lambda ,$$

avec $\lambda_i = \dfrac{\int_{[i]} \lambda \Phi_i(\lambda) d\lambda}{\int_{[i]} \Phi_i(\lambda) d\lambda}$ longueur d'onde moyenne.

et

$$\mu_i^2 = \frac{\int_{[i]} (\lambda - \lambda_i)^2 \Phi_i(\lambda) (d\lambda)}{\int_{[i]} \Phi_i(\lambda) d\lambda} .$$

Nous rappelons que dans les développements ci-dessus nous avons fait usage de l'approximation suivante:

$$\log_e \left(1 + \frac{\mu_i^2}{2} \frac{1}{B(\lambda_i, T)} \left[\frac{\partial^2 B(\lambda, T)}{\partial \lambda^2}\right]_{\lambda = \lambda_i}\right) \cong \frac{\mu_i^2}{2} \frac{1}{B(\lambda_i, T)} \left[\frac{\partial^2 B(\lambda, T)}{\partial \lambda^2}\right]_{\lambda = \lambda_i}$$

car

$$\frac{\mu_i^2}{2} \frac{1}{B(\lambda_i, T)} \left[\frac{\partial^2 B(\lambda, T)}{\partial \lambda^2}\right]_{\lambda = \lambda_i} \ll 1 .$$

Nous avons déjà montré [1] que l'excès de couleur établi avec un système photométrique composé de deux filtres dont les longueurs d'onde moyennes sont λ_1 et λ_2 avec $\lambda_1 < \lambda_2$, a pour expression:

$$E_{\lambda_1 \lambda_2} = 1{,}086\, d \left[a_{\lambda 1} - a_{\lambda 2} + \frac{1}{2}\mu_i^2 a'_{\lambda 1}\, \beta_{\lambda 1} - \frac{1}{2}\mu_2^2\, a'_{\lambda 2}\, \beta_{\lambda 2} \right]$$

$$\text{où } \beta_{\lambda i} = \left(2 \frac{\left[\dfrac{\partial B(\lambda, T)}{\partial \lambda} \right]_{\lambda = \lambda_i}}{B(\lambda_i, T)} + \frac{a''_{\lambda i}}{a'_{\lambda i}} - a'_{\lambda i}\, d \right).$$

Nous n'essayons pas d'obtenir de ces développements une prévision précise des effets des largeurs des bandes passantes mais plutôt une indication qui permette de prévoir l'existence de ces effets. Nous pouvons donc introduire une fonction simple qui représente sur un intervalle bien défini la loi de l'absorption interstellaire telle que les observations nous la donnent. Nous adoptons $a_\lambda = \dfrac{\alpha}{\lambda}\cdot$ En introduisant:

$$\frac{1}{B(\lambda, T)} \frac{\partial B(\lambda, T)}{\partial \lambda} = -\frac{5}{\lambda} + \frac{\varphi(\lambda, T)}{\lambda^2}$$

et en remarquant que $\varphi(\lambda, T)$, le gradient, varie peu avec λ, dans l'intervalle en longueur d'onde couvert par les deux filtres ordinairement utilisés pour établir l'excès de couleur. Nous le désignerons donc par $\varphi(T)$.

L'expression que nous utiliserons dorénavant pour l'excès de couleur:

$$(1) \quad E_{\lambda_1 \lambda_2} = E^0_{\lambda_1 \lambda_2} + 0{,}543\, \alpha d \left\{ [2\varphi(T) + \alpha d] \left[\frac{1}{\lambda_2^2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 - \frac{1}{\lambda_1^2} \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2 \right] + 12 \left[\frac{1}{\lambda_1} \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2 - \frac{1}{\lambda_2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 \right] \right\}$$

et pour l'absorption interstellaire totale à la longueur d'onde λ_2:

$$(2) \qquad A_{\lambda_2} = A^0_{\lambda_2} + 0{,}543\, \alpha d\, \frac{1}{\lambda_2^2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 [12\lambda_2 - (2\varphi(T) + \alpha d)]$$

avec $E^0_{\lambda_1 \lambda_2} = 1{,}086\, \alpha d \left(\dfrac{1}{\lambda_1} - \dfrac{1}{\lambda_2} \right)$

$$A^0_{\lambda_2} = 1{,}086\, \frac{\alpha d}{\lambda_2}\cdot$$

TABLEAU 1

	A. JOHNSON-MORGAN			B. OBSERVATOIRE		
	U	*B*	*V*	*U*	*B*	*V*
λ_0 (Å)	3500	4470 (λ_1)	5560 (λ_2)	3540	4265 (λ_1)	5820 (λ_2)
$1/\lambda_0$ (λ_0 en micron)	2,857	2,237	1,799	2,825	2,344	1,718
μ^2 (micron ^{2})	$4{,}60 \cdot 10^{-4}$	$1{,}30 \cdot 10^{-3}$	$1{,}61 \cdot 10^{-3}$	$4{,}44 \cdot 10^{-4}$	$8{,}34 \cdot 10^{-4}$	$3{,}27 \cdot 10^{-3}$
$\left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^2$	$3{,}76 \cdot 10^{-3}$	$6{,}53 \cdot 10^{-3}$	$5{,}22 \cdot 10^{-3}$	$3{,}54 \cdot 10^{-3}$	$4{,}58 \cdot 10^{-3}$	$9{,}67 \cdot 10^{-3}$
$\left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^2$	$30{,}68 \cdot 10^{-3}$	$32{,}676 \cdot 10^{-3}$	$16{,}891 \cdot 10^{-3}$	$28{,}249 \cdot 10^{-3}$	$25{,}163 \cdot 10^{-3}$	$28{,}545 \cdot 10^{-3}$
$\frac{1}{\lambda} \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^2$	$10{,}74 \cdot 10^{-3}$	$14{,}61 \cdot 10^{-3}$	$9{,}39 \cdot 10^{-3}$	$10{,}00 \cdot 10^{-3}$	$10{,}74 \cdot 10^{-3}$	$16{,}61 \cdot 10^{-3}$
	U-B		*B-V*	*U-B*		*B-V*
$\left(\frac{1}{\lambda_2}\right)^2 \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_1}\right)^2 \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2$	$+1{,}996 \cdot 10^{-3}$		$-15{,}785 \cdot 10^{-3}$	$-3{,}086 \cdot 10^{-3}$		$+3{,}382 \cdot 10^{-3}$
$\frac{1}{\lambda_1} \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2 - \frac{1}{\lambda_2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2$	$-3{,}87 \cdot 10^{-3}$		$+5{,}217 \cdot 10^{-3}$	$-0{,}74 \cdot 10^{-3}$		$-5{,}877 \cdot 10^{-3}$
r'	$r'_{Au} = 0{,}94$		$r'_{Ay} = 1{,}93$	$r'_{Bu} = 1{,}12$		$r'_{By} = 0{,}89$
r''	$r''_{Au} = 0{,}74$		$r''_{Ay} = 1{,}55$	$r''_{Bu} = 0{,}93$		$r''_{By} = 0{,}65$
$p_0 = \frac{k_{\lambda_1} - k_{\lambda_2}}{k_{\lambda_2} - k_{\lambda_3}}$	1,16			0,638		
$p_0 = \frac{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2}{1/\lambda_2 - 1/\lambda_3}$	1,42			0,77		
$\frac{A_{0\lambda_3}}{E^0_{\lambda_2\lambda_3}} = \frac{k_{\lambda_3}}{k_{\lambda_2} - k_{\lambda_3}}$	2,93			2,00		
$\frac{A^0_{\lambda_3}}{E^0_{\lambda_2\lambda_3}} = \frac{1/\lambda_3}{1/\lambda_2 - 1/\lambda_3}$	4,11			2,74		

Les expressions ci-dessus ont été appliquées à l'étude des propriétés de deux systèmes photométriques. L'un est le système UBV établi par Johnson et Morgan [2], l'autre, celui en usage à l'Observatoire de Genève, proche de UBV, décrit dans [1]. Le système Johnson Morgan est désigné par « A » et celui de l'Observatoire de Genève par « B ».

Le tableau n° 1 réunit les diverses grandeurs relatives à chaque système qui interviennent dans les formules 1 et 2 et celles qui seront développées plus loin.

3. Remarques sur le diagramme $R = \frac{Av}{Ey}$ établi avec une loi expérimentale d'absorption interstellaire.

Nous avons calculé le rapport $\frac{Av}{Ey}$ en effectuant les intégrations numériques

$$m_{\lambda_i} = -2{,}5 \log_{10} \int_{[i]} B(\lambda, T) e^{-a_\lambda d} \Phi_i(\lambda) d\lambda ,$$

ainsi que cela a été fait dans [1].

Ce calcul a été effectué pour les systèmes photométriques A et B dans les conditions suivantes:

1) le coefficient d'absorption a_λ a été déduit du travail de Mlle Divan [4]. (Voir dans [1] la relation entre a_λ utilisé ici et K_λ de [4].)
2) avec 5 épaisseurs de matière interstellaire.
   $d = \frac{1}{2}$, 1, 2, 3, 5, et parfois 7.
3) avec 6 corps noirs de températures différentes.
   $T = 9000°$ K, 12.000° K, 18.000° K, 25.000° K, 35.000° K, 50.000° K.
4) avec la distribution d'énergie de 25 étoiles étudiées par Lamla [3]. Cette distribution a été parfois légèrement modifiée au voisinage dc la discontinuité de Balmer afin de la rendre mieux en accord avec les continus établis par D. Chalonge.

La figure 1 permet de comparer les filtres des deux systèmes photométriques. Les figures 2 et 3 donnent pour les systèmes A et B, le diagramme $R = f(Ey)$ des corps noirs à diverses températures. Les figures 4 et 5 donnent toujours pour les systèmes A et B, le diagramme $R = f(Ey)$ des étoiles de divers types spectraux de Lamla.

Nous pouvons remarquer plusieurs différences importantes entre les diagrammes relatifs aux mêmes objets mais appartenant à des systèmes photométriques différents. Nous fixerons notre attention d'abord sur les graphiques concernant les corps noirs. Nous devons alors expliquer à l'aide des développements précédemment établis

1) la croissance ou la décroissance de la relation $R = f(Ey)$.
2) l'effet de la température.

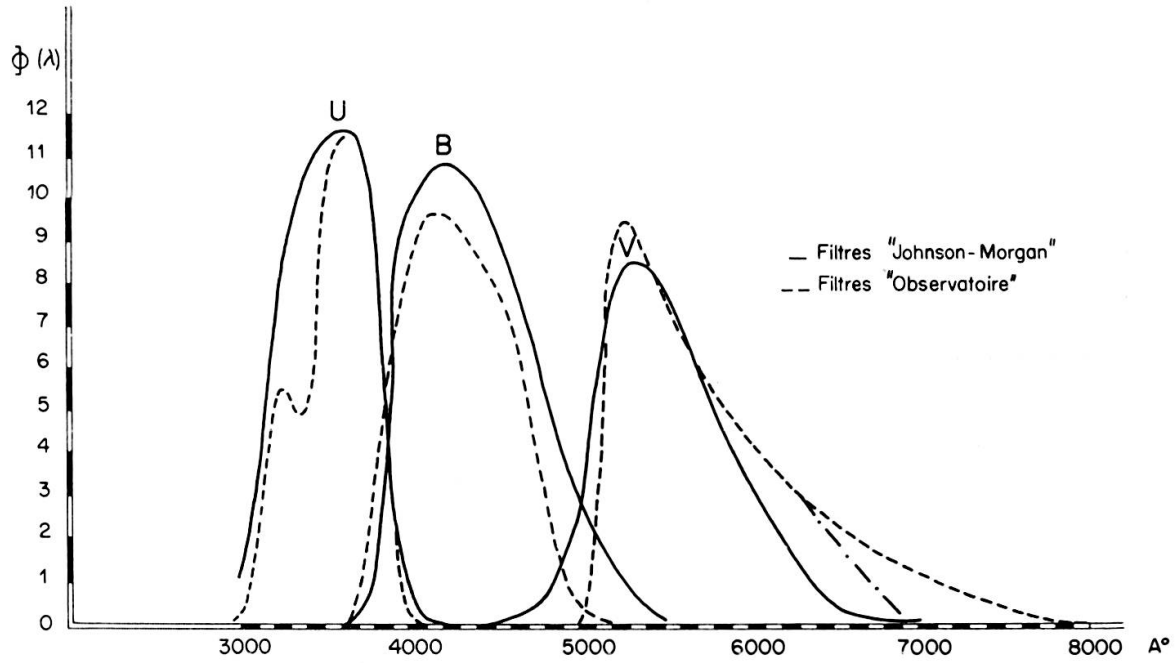

Fig. 1.

4. La relation $R = f(Ey)$.

Ainsi que nous l'établissons plus loin, il n'y a que la dérivée première qui se prête à un calcul simple susceptible de donner des résultats pratiques.

$$R = \frac{A_{\lambda_2}}{E_{\lambda_1 \lambda_2}}$$

$$\frac{\partial R}{\partial E_{\lambda_1 \lambda_2}} = \frac{1}{E_{\lambda_1 \lambda_2}} \left(\frac{\dfrac{\partial A_{\lambda_2}}{\partial d}}{\dfrac{\partial E_{\lambda_1 \lambda_2}}{\partial d}} - \frac{A_{\lambda_2}}{E_{\lambda_1 \lambda_2}} \right).$$

Les calculs étant d'un formalisme très lourd et désirant seulement arriver à mettre en évidence le rôle des largeurs des bandes passantes, nous sommes conduits à effectuer des approximations. Par exemple, nous supposerons, lors de l'étude particulière de la pente de la relation $R = f(Ey)$ que la température ne joue qu'un rôle négligeable.

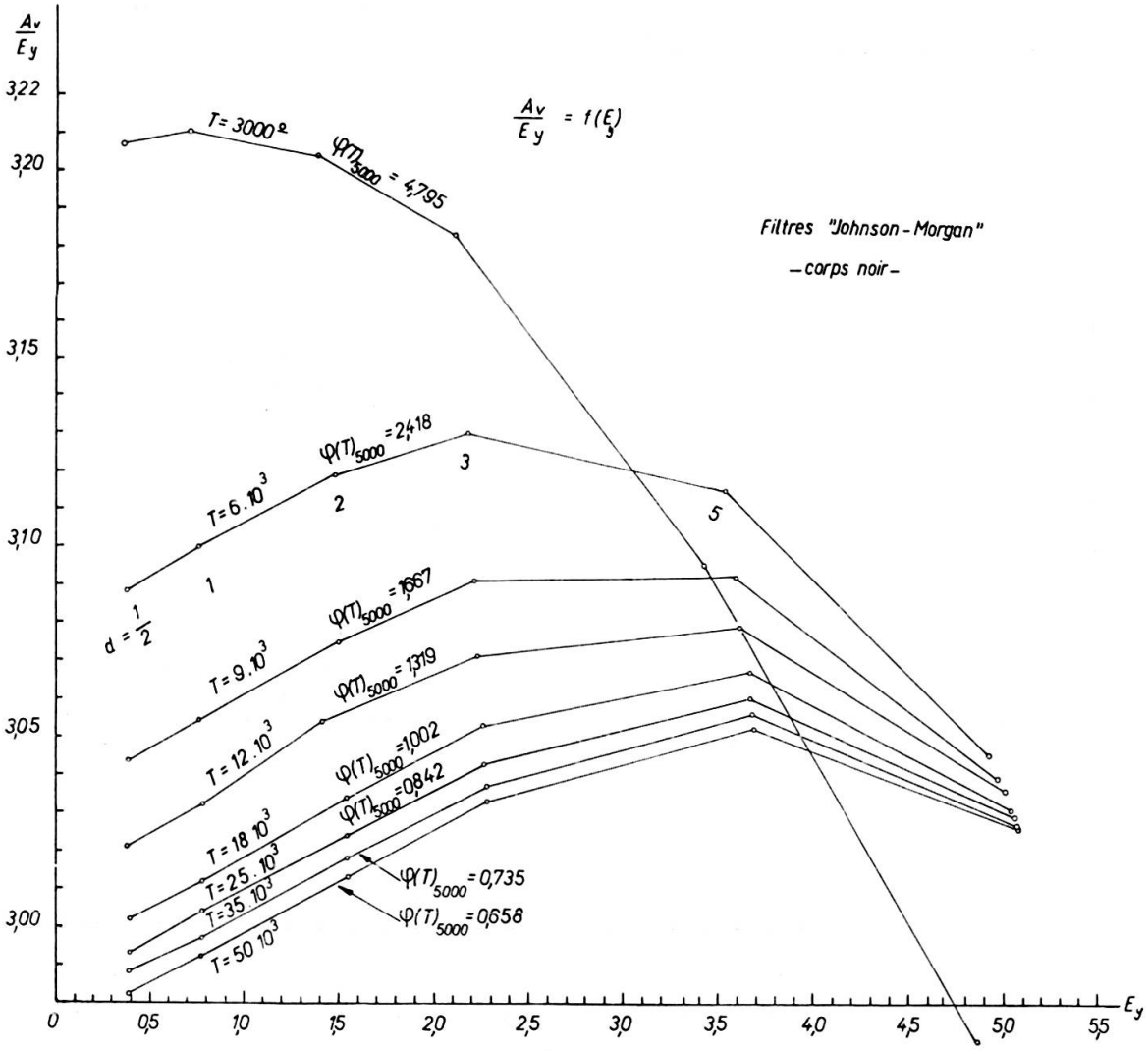

Fig. 2.

Donc $\varphi(T)$ peut être considéré comme petit devant αd, sachant que α reste voisin de 1. Nous négligerons aussi les termes qui font intervenir des produits ou des puissances de $\left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^2$. Nous réduirons aussi, lorsqu'il intervient en quotient l'excès de couleur $E_{\lambda_1 \lambda_2}$ à $E^0_{\lambda_1 \lambda_2}$, ce qui revient à supposer que les absorptions interstellaires ne sont pas trop élevées.

Nous trouvons alors pour la pente:

$$\frac{\partial R}{\partial E_{\lambda_1\ \lambda_2}} \cong \frac{-\dfrac{0{,}543}{\lambda_2}\left\{\left[\dfrac{1}{\lambda_2^2}\left(\dfrac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 - \dfrac{1}{\lambda_1^2}\left(\dfrac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2\right] + \left(\dfrac{1}{\lambda_1} - \dfrac{1}{\lambda_2}\right)\dfrac{1}{\lambda_2}\left(\dfrac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2\right\}}{\left(\dfrac{1}{\lambda_1} - \dfrac{1}{\lambda_2}\right)^3}.$$

En introduisant le rapport:

$$r' = \frac{\dfrac{1}{\lambda_1^2}\left(\dfrac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2}{\dfrac{1}{\lambda_2^2}\left(\dfrac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2},$$

que nous avons déjà utilisé dans [1]. Il vient:

$$3)\quad \frac{\partial R}{\partial E_{\lambda_1\ \lambda_2}} \cong \frac{-\dfrac{0{,}543}{\lambda_2}\cdot\dfrac{1}{\lambda_2^2}\left(\dfrac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2\left(\dfrac{\lambda_2}{\lambda_1} - r'\right)}{\left(\dfrac{1}{\lambda_1} - \dfrac{1}{\lambda_2}\right)^3} = -0{,}543\,\frac{\left(\dfrac{1}{\lambda_2}\right)^3}{\left(\dfrac{1}{\lambda_1} - \dfrac{1}{\lambda_2}\right)^3}\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} - r'\right).$$

D'où, la pente est négative si $r' < \dfrac{\lambda_2}{\lambda_1}$

la pente est positive si $r' > \dfrac{\lambda_2}{\lambda_1}$

la pente est nulle si $r' = \dfrac{\lambda_2}{\lambda_1}$

Appliquons ce résultat aux systèmes A et B.

Système A $r'_A = 1{,}93$ $\qquad \dfrac{\lambda_2}{\lambda_1} = 1{,}25$ pente positive.

Système B $r'_B = 0{,}89$ $\qquad \dfrac{\lambda_2}{\lambda_1} = 1{,}33$ pente négative.

La figure 2 montre que les approximations réalisées ne sont pas absolument satisfaisantes. En effet, pour les fortes absorptions, la courbe s'incurve et la dérivée devient négative; de même pour les températures

de couleur très basse. Cependant, nous montrerons plus loin que les approximations réalisées ne sont pas les seules causes de cette incurvation mais que celle-ci provient aussi de la loi adoptée pour l'absorption interstellaire.

La pente obtenue étant constante et indépendante de l'épaisseur de matière interstellaire, pour les absorptions réduites la relation $R = f(Ey)$ est donc une droite en première approximation.

5. Effet de la température sur la relation $R = f(Ey)$.

$$\frac{\partial R}{\partial \varphi(T)} = \frac{1}{E_{\lambda_1 \lambda_2}} \left(\frac{\dfrac{\partial A_{\lambda_2}}{\partial \varphi(T)}}{\dfrac{\partial E_{\lambda_1 \lambda_2}}{\partial \varphi(T)}} - R \right) \frac{\partial E_{\lambda_1 \lambda_2}}{\partial \varphi(T)} .$$

Nous obtenons:

$$\frac{\partial R}{\partial \varphi(T)} = - \frac{A^0_{\lambda_2}}{E_{\lambda_1 \lambda_2}} \frac{1}{\lambda_2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2} \right)^2 \left[1 + R(1 - r') \right] . \tag{4}$$

Le signe dépend donc de l'expression entre crochet.

Si $r' > \dfrac{1}{R} + 1 = \gamma$ R croît avec $\varphi(T)$.

Si $r' < \dfrac{1}{R} + 1 = \gamma$ R décroît avec $\varphi(T)$.

Adoptons des valeurs approchées de R, choisies à l'aide des figures 2 et 3.

	$R_A \cong 3$	$R_B \cong 2$
et nous avons	$r'_A = 1{,}93$	$r'_B \cong 0{,}89$
	$\gamma_A = 1{,}33$	$\gamma_B = 1{,}5$
	$r'_A > \gamma_A$	$r'_B < \gamma_B$

Donc, dans le système A, R croît avec $\varphi(T)$ donc décroît avec T.
dans le système B, R décroît avec $\varphi(T)$ donc croît avec T.

Il est facile de vérifier que les expressions ci-dessus (4) donnent un ordre de grandeur de la variation de R avec φ (T) pour les températures comprises entre 9000° et 50.000° en parfait accord avec celui déduit des intégrations numériques.

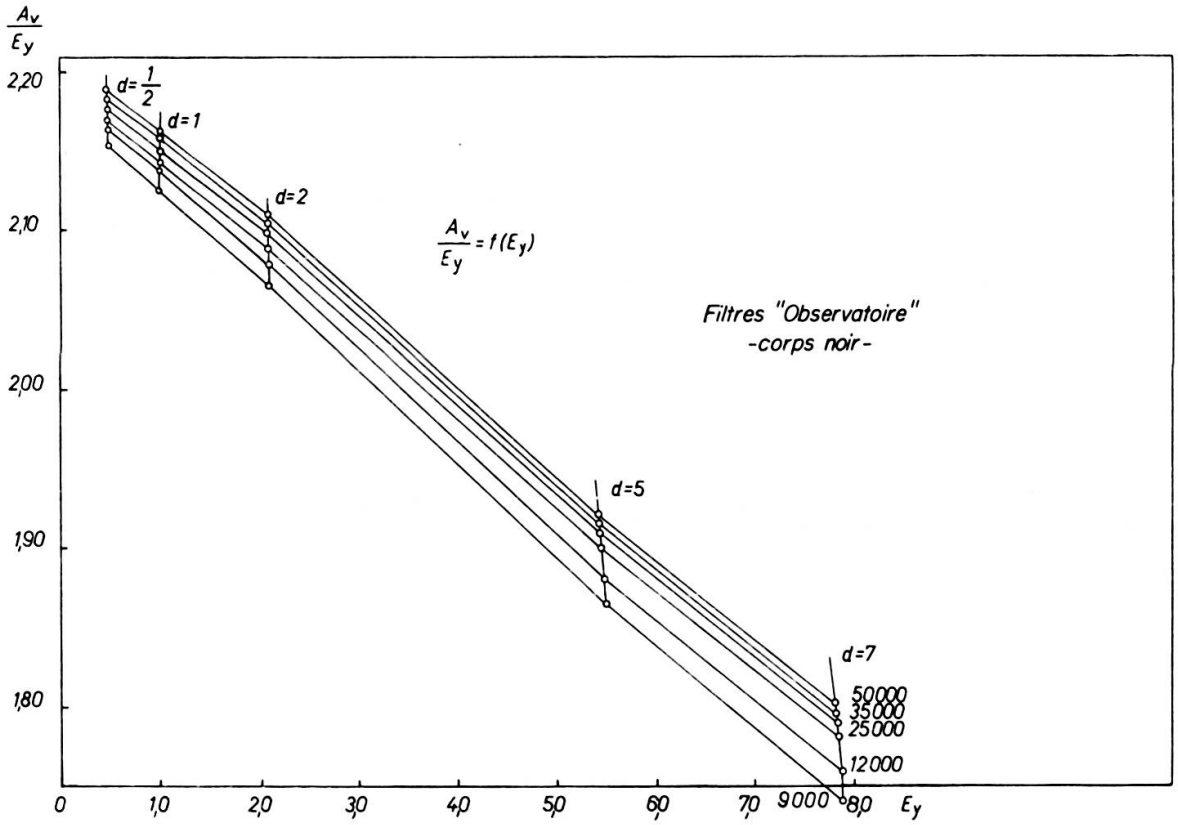

Fig. 3.

6. Remarques sur le choix d'un système photométrique.

Actuellement, un système photométrique à large bande est généralement choisi pour permettre l'établissement d'un diagramme à deux indices de couleur, au moins. La position de l'étoile rougie est différente de la position de cette même étoile non rougie. Nous espérons généralement que cet écart nous renseigne sur l'absorption totale subie par le rayonnement de cette étoile.

La relation 1 nous permet de calculer d, et la relation 2, ou le diagramme $A_{\lambda_2} = f(E_{\lambda_1 \lambda_2})$, de déduire A_{λ_2}.

Nous remarquons que le gradient et l'épaisseur de matière interstellaire agissent de la même façon, ce qui était à prévoir. Nous avons

exacte proportionnalité entre $E_{\lambda_1 \lambda_2}$ et d lorsque la condition suivante est réalisée:

$$r' = 1 = \frac{\frac{1}{\lambda_1^2}\left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2}{\frac{1}{\lambda_2^2}\left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2}.$$

Système A $r'_A = 1{,}93 > 1$ $E_{\lambda_1 \lambda_2}$ croît moins vite avec d que $E^0_{\lambda_1 \lambda_2}$.

Système B $r'_B = 0{,}89 < 1$ $E_{\lambda_1 \lambda_2}$ croît plus vite avec d que $E^0_{\lambda_1 \lambda_2}$.

Enfin, plus r' est proche de 1, moins il y a de différence causée par la température entre les relations $E_{\lambda_1 \lambda_2} = f(d)$.

Pour calculer l'absorption totale, il y a intérêt à utiliser le rapport $R = \frac{A_{\lambda_2}}{E_{\lambda_1 \lambda_2}}$. Ce rapport n'est pas constant, il varie avec la température et avec la quantité de matière interstellaire traversée.

Il est indépendant de l'excès de couleur si:

$$r' = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}.$$

Il est indépendant de la température si: $r' = \frac{1}{R} + 1 = \gamma$.

Mais R est approximativement égal à $\frac{A^0_{\lambda_2}}{E^0_{\lambda_1 \lambda_2}}$ donc

$$R = \frac{\frac{1}{\lambda_2}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}}.$$ dans le cas d'une loi d'absorption en $\frac{\alpha}{\lambda}$.

d'où $\gamma \cong \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$.

Donc, d'une manière générale, un système satisfaisant à la condition

$$r' \cong \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \tag{5}$$

donnera un rapport $\dfrac{A_{\lambda_2}}{E_{\lambda_1\,\lambda_2}} = R$ très peu dépendant de la température et de la quantité de matière interstellaire. L'effet de la température et

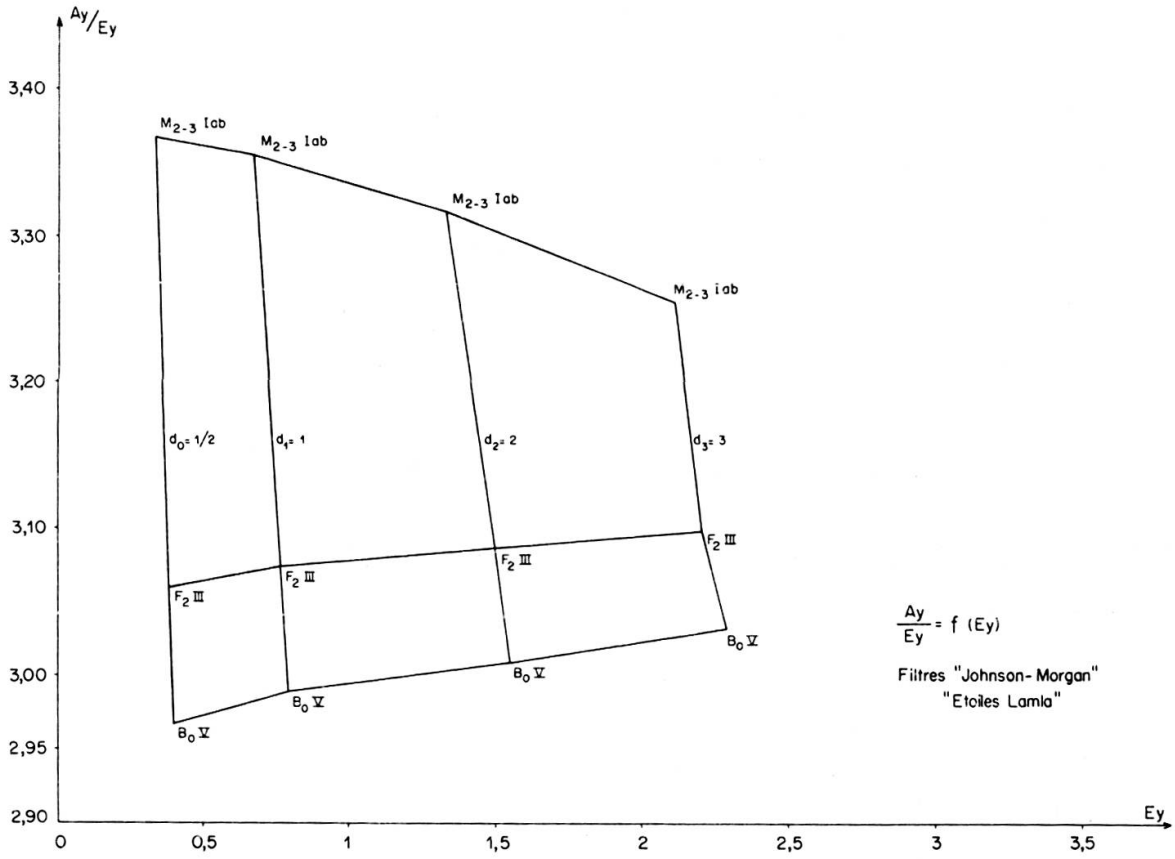

Fig. 4.

de la quantité de matière interstellaire sera d'autant plus important que r' s'écarte du rapport $\dfrac{\lambda_2}{\lambda_1}$.

La condition 5 peut aussi s'écrire:

$$\frac{\left(\dfrac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2}{\left(\dfrac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2} \cong \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \qquad \text{ou} \qquad \left(\frac{\mu_1}{\mu_2}\right)^2 \cong \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^3.$$

La condition 4 n'est satisfaite ni par le système A ni par le système B.

Du point de vue pratique, il est intéressant d'avoir des formules simples permettant de connaître l'étendue du diagramme $R = f(E_{\lambda_1 \lambda_2})$ pour un écart

$$\Delta r' = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} - r' .$$

et pour une variation de 1 unité de l'excès de couleur ou du gradient.

Ces formules approchées sont:

$$(6) \qquad \begin{cases} \Delta R_\varphi = -R^2 \dfrac{1}{\lambda_2} \left(\dfrac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 \Delta r' , \\[2ex] \Delta R_E = -0{,}543\, R^3 \left(\dfrac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 \Delta r' . \end{cases}$$

Elles nous permettent d'établir l'ordre de grandeur des variations possibles. Dans ces relations, R, qui n'intervient que comme valeur moyenne, n'étant pas connu, peut être calculé approximativement à l'aide de la relation:

$$(7) \qquad \begin{cases} R_{\text{approché}} = \dfrac{\dfrac{1}{\lambda_2}}{\dfrac{1}{\lambda_1} - \dfrac{1}{\lambda_2}} \text{ si la loi d'absorption est en } \dfrac{\alpha}{\lambda}, \\[2ex] \text{ou} \quad R_{\text{approché}} = \dfrac{K_{\lambda_2}}{K_{\lambda_1} - K_{\lambda_2}} \text{ d'une manière générale.} \end{cases}$$

7. Etude du rapport $\dfrac{E_u}{E_y}$.

Posons $p = \dfrac{E_u}{E_y}$ dans un système à trois couleurs dont les longueurs d'ondes moyennes sont $\lambda_1\ \lambda_2\ \lambda_3$. Ce rapport nous donne la pente de la droite de rougissement dans un diagramme en deux couleurs du type *U-B*, *B-V*.

$$\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3 .$$

Effet de la température. $$p = \frac{E_{\lambda_1 \lambda_2}}{E_{\lambda_2 \lambda_3}}$$

$$\frac{dp}{d\rho} = \frac{1}{E_{\lambda_2 \lambda_3}} \left(\frac{dE_{\lambda_1 \lambda_2}}{d\varphi} - p \frac{dE_{\lambda_2 \lambda_3}}{d\varphi} \right)$$

en posant $$r'_{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{\frac{1}{\lambda_1^2}\left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2}{\frac{1}{\lambda_2^2}\left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2} \qquad r'_{\lambda_2 \lambda_3} = \frac{\frac{1}{\lambda_2^2}\left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2}{\frac{1}{\lambda_3^2}\left(\frac{\mu_3}{\lambda_3}\right)^2},$$

nous trouvons

$$(8) \qquad \frac{dp}{d\varphi} \cong \frac{\lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \frac{1}{\lambda_2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 \left(1 + p_0 - r'_{\lambda_1 \lambda_2} - \frac{p_0}{r'_{\lambda_2 \lambda_3}}\right).$$

La pente est indépendante de φ si $r'_{\lambda_1 \lambda_2}$ et $r'_{\lambda_2 \lambda_3} = 1$ quelle que soit la loi d'absorption, pour autant, cependant, que celle-ci ne soit pas trop éloignée d'une loi en $\frac{\alpha}{\lambda}$. En revanche, si nous avons une loi d'absorption en $\frac{\alpha}{\lambda}$ et que l'on puisse poser $p_0 \cong \frac{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2}{1/\lambda_2 - 1/\lambda_3}$ alors avec $r'_{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ et $r'_{\lambda_2 \lambda_3} = \frac{\lambda_3}{\lambda_2}$. Nous retrouvons la condition qui donne R constant lorsque la loi d'absorption est proche de $\frac{\alpha}{\lambda}$.

L'application de la formule 8 aux systèmes A et B donne des résultats en accord avec les intégrations numériques. Nous pouvons prendre pour le p_0 qui intervient dans la formule 8, les valeurs approchées suivantes

$$p_0 \cong \frac{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2}{1/\lambda_2 - 1/\lambda_3} \qquad \text{ou} \qquad \frac{K_{\lambda_1} - K_{\lambda_2}}{K_{\lambda_2} - K_{\lambda_3}}.$$

Effet de l'épaisseur de matière interstellaire.

L'étude de la variation de p avec l'épaisseur de matière interstellaire met en évidence la courbure de la ligne de rougissement d'une étoile dans un diagramme en 3 couleurs.

$$p = \frac{E_{\lambda_1 \lambda_2}}{E_{\lambda_2 \lambda_3}} \qquad \frac{dp}{dd} \cong \frac{dp}{dE_{\lambda_2 \lambda_3}}.$$

Si $\frac{dp}{dd} = 0$ alors $p =$ const. et la ligne de rougissement est une droite. Le signe de cette dérivée nous renseigne sur le sens de la courbure de la ligne de rougissement.

$$(9) \qquad \frac{dp}{dd} = \frac{\alpha}{2\lambda_2} \frac{\lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \frac{1}{\lambda_2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 \left(1 + p - r'_{\lambda_1 \lambda_2} - \frac{p}{r'_{\lambda_2 \lambda_3}}\right).$$

Expression très semblable à (8).

En développant p en série et en ne conservant que le premier terme, nous obtenons:

$$(10) \qquad p = p_0 + \frac{A_0}{2} \frac{\lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \frac{1}{\lambda_2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2 \left(1 + p_0 - r'_{\lambda_1 \lambda_2} - \frac{p_0}{r'_{\lambda_2 \lambda_3}}\right)$$

avec $p_0 = \dfrac{\dfrac{1}{\lambda_1} - \dfrac{1}{\lambda_2}}{\dfrac{1}{\lambda_2} - \dfrac{1}{\lambda_3}}$ pour une loi en $\frac{\alpha}{\lambda}$ et $p_0 = \dfrac{K_{\lambda_1} - K_{\lambda_2}}{K_{\lambda_2} - K_{\lambda_3}}$ pour une loi $K(\lambda)$ pas trop éloignée d'une loi en $\frac{\alpha}{\lambda}$ et $A_0 = A_{\lambda_3}$ ou A_v dans la photométrie en trois couleurs.

Nous avons rappelé dans le paragraphe 6 que l'excès de couleur $E_{\lambda_1 \lambda_2}$ est, exactement proportionnel à la quantité de matière interstellaire si $r'_{\lambda_1 \lambda_2} = 1$. De même pour $E_{\lambda_2 \lambda_3}$. Mais nous venons de voir dans ce paragraphe, au sujet de l'effet de la température, que le rapport p peut être indépendant de φ non seulement dans le cas $r'_{\lambda_1 \lambda_2}$ et $r'_{\lambda_2 \lambda_3} = 1$ mais aussi avec $r'_{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ et $r'_{\lambda_2 \lambda_3} = \frac{\lambda_3}{\lambda_2}$.

Les calculs ci-dessus montrent qu'il en est de même en ce qui concerne l'effet de l'épaisseur de matière interstellaire. La comparaison des expressions 8 et 10 montre que φ et d agissent dans le même sens.

L'application des formules 8 et 10 à l'étude de deux systèmes photométriques voisins, tels que celui de Johnson et Morgan et celui utilisé à l'Observatoire de Genève, font ressortir le fait que ces systèmes donnent une variation de p exactement opposée. Les formules 8 et 10, malgré leur approximation, expliquent convenablement l'évolution de $p = \frac{E_u}{E_y}$

avec la température et avec l'épaisseur. Le rapport p a été calculé pour le système de l'Observatoire de Genève (B) et publié dans [1]. Il a aussi été effectué pour le système A par Mme Rozis-Saulgeot et publié dans [7]. Nos résultats sont un peu différents; cela provient probablement du fait que les courbes réponses des filtres ultra-violets utilisées par Mme Rozis et par nous sont peut-être légèrement différentes. Le tableau 2 donne les valeurs du rapport $\frac{E_u}{E_y}$ pour le système A.

TABLEAU 2.

Rapport $\frac{E_u}{E_y}$ *système A.*

T \ d / A_0	½ / 1,16	1 / 2,31	2 / 4,62	3 / 6,93	5 / 11,55	7 / 16,17	$\varphi(T)$
9000°	1,147	1,159	1,188	1,222	1,289	1,338	1,667
12.000°	1,138	1,148	1,175	1,207	1,274	1,326	1,319
18.000°	1,131	1,141	1,165	1,195	1,261	1,315	1,002
25.000°	1,129	1,137	1,160	1,189	1,254	1,310	0,842
35.000°	1,127	1,135	1,157	1,185	1,250	1,306	0,733
50.000°	1,125	1,133	1,154	1,183	1,247	1,304	0,658

Du tableau, nous tirons la relation (pour 35.000°)

$$\frac{Eu}{Ey} = 1{,}11 + A_0 \cdot 0{,}013 \,.$$

Tandis que l'expression 10 nous donne:

$$\frac{Eu}{Ey} = 1{,}16 + A_0 \cdot 0{,}02 \,,$$

ordre de grandeur admissible vu les approximations utilisées.

Comparons avec les relations trouvées expérimentalement. Selon Blanco [8], avec la loi d'absorption interstellaire de Whitford, pour les étoiles O, B, nous avons:

$$\frac{Eu}{Ey} = 0{,}76 + 0{,}03\, A_0 ,$$

et selon Hiltner et Johnson [9]:

$$\frac{Eu}{Ey} = 0{,}76 + 0{,}017\, A_0 .$$

Ainsi que nous l'avons signalé, la valeur trop élevée de p_0 (1,11 ou 1,16 au lieu de 0,72 ou 0,76) peut provenir d'une courbe de transmission très légèrement différente du filtre UV.

8. Remarques sur l'effet de la loi d'absorption interstellaire.

La figure 2 donne le diagramme $R = \frac{Av}{Ey}$ en fonction de l'excès de couleur E_y. Ce diagramme a été établi ainsi que nous l'avons exposé sous (3) en utilisant la loi d'absorption interstellaire donnée par Mlle Divan. Il est un peu surprenant de remarquer que le rapport décroît à partir de $Ey = 3{,}5$. Rappelons que cette figure est relative au système photométrique A. Les relations établies précédemment ne permettent pas de mettre en évidence cet effet. Cette forme particulière provient de la loi d'absorption utilisée ou du choix du coefficient α dans la loi d'absorption en $\frac{\alpha}{\lambda}$ qui est intervenue dans l'établissement de nos relations précédentes ainsi que de la température de couleur de la source. Pour le montrer, nous avons calculé le rapport R, relatif à des corps noirs de différentes températures et subissant différentes épaisseurs de matière interstellaire, pour diverses valeurs de α, 1, 1,1, 1,2, 1,3, 1,4.

La figure 6 résume les résultats obtenus et fait ressortir l'important changement de pente qui apparaît pour les grandes épaisseurs. La loi d'absorption de Mlle Divan peut être représentée sur chaque intervalle de longueur d'onde par une fonction $\frac{\alpha}{\lambda}$, le coefficient α variant d'un

intervalle à l'autre. Le coefficient α varie de 1,29 à 1,05 pour λ variant de 3500 A° à 7100 A°. Il est donc concevable qu'une telle loi conduise au diagramme $R = F(Ey)$ de la figure 2. L'effet de la température de couleur se manifeste par le fait que les maximas des courbes de la figure 2 sont atteints pour des valeurs de plus en plus petites de E_y lorsque la température décroît.

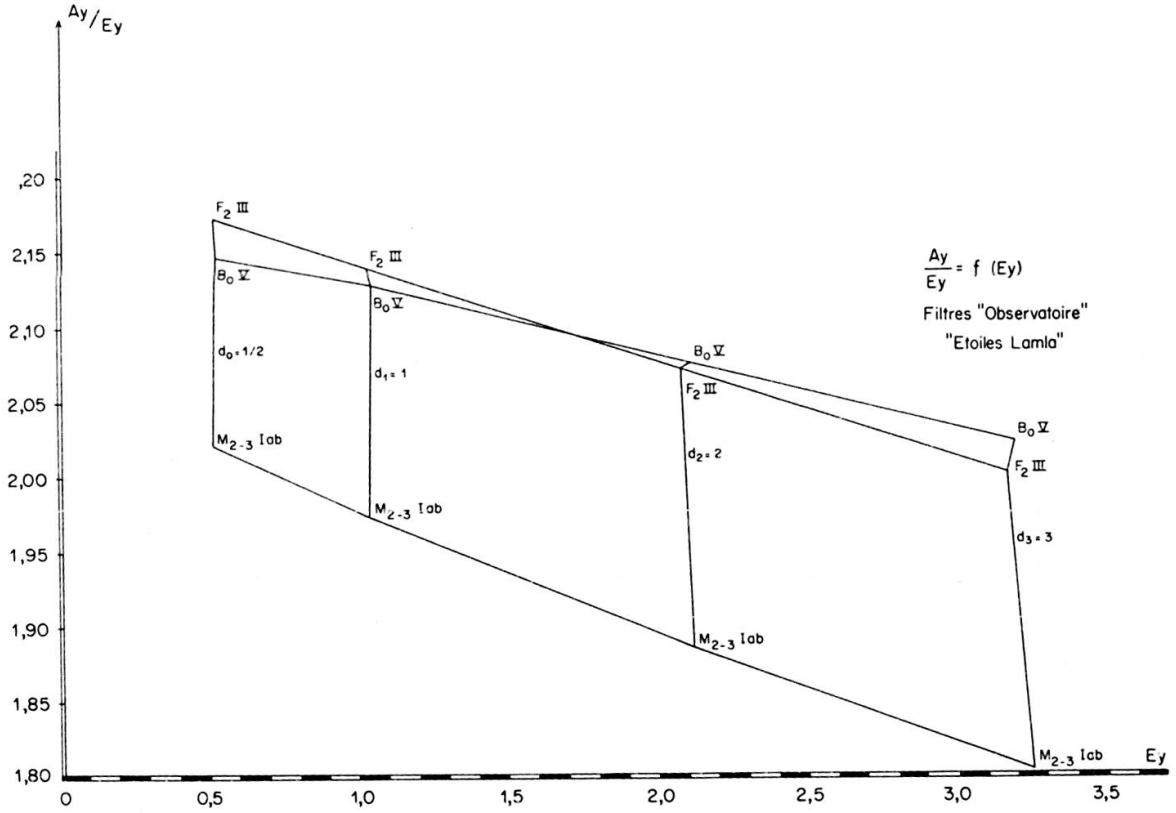

Fig. 5.

L'étude du diagramme $R = F(Ey)$, qui paraît très sensible aux changements de loi d'absorption peut donc contribuer à l'étude de ces lois. En particulier, l'établissement d'un tel diagramme dans diverses directions de la galaxie permettrait de s'assurer de l'identité des lois d'absorption observées.

9. Le diagramme $R = F(E_y)$ calculé pour des étoiles de fonds continus donnés.

Les figures 4 et 5 présentent les diagrammes $R = F(E_y)$ calculés pour des étoiles réelles dont les fonds continus ont été établis par

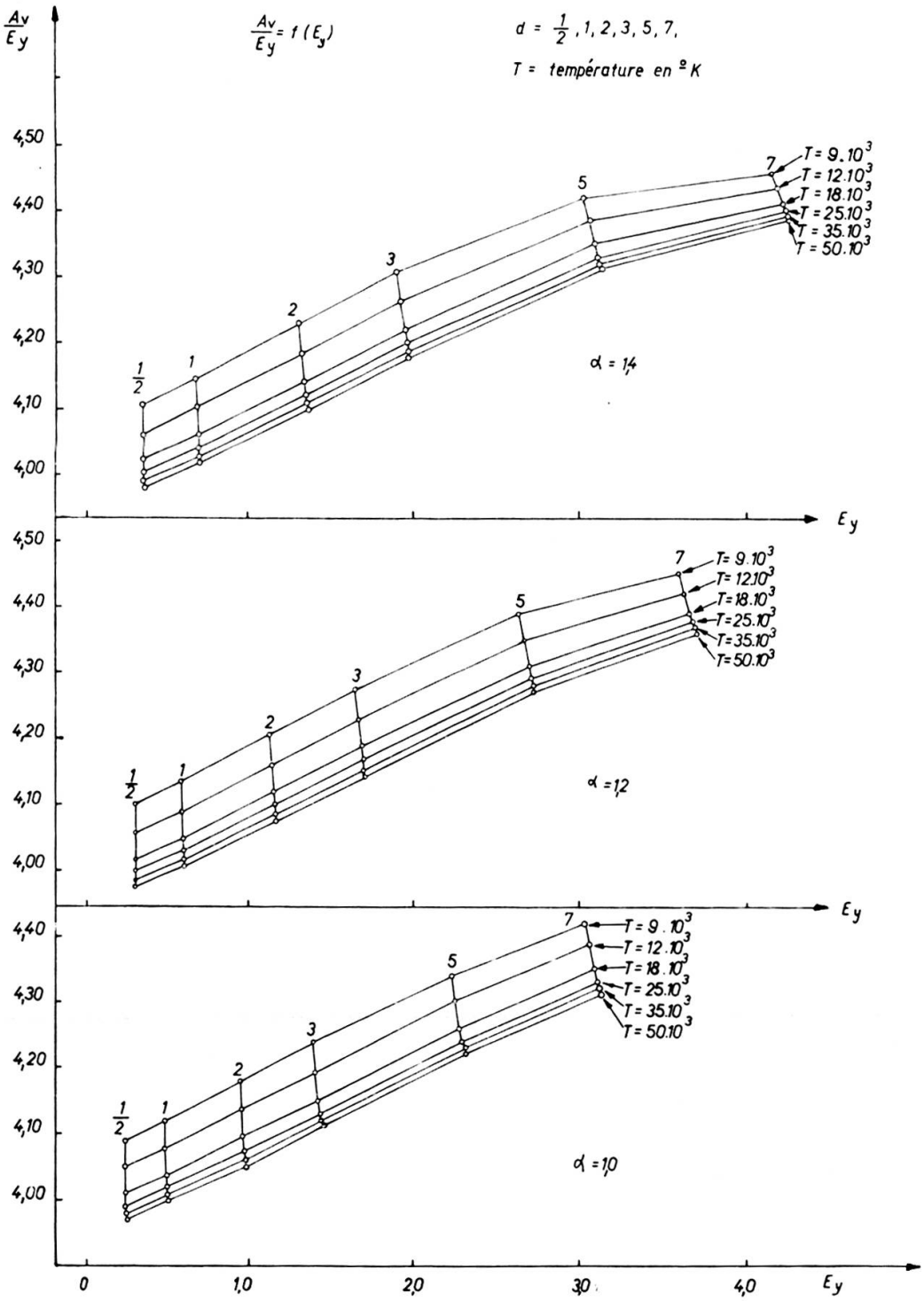
Av/Ey
Av/Ey = f (Ey)
d = 1/2, 1, 2, 3, 5, 7,
T = température en °K
4,50
4,40
4,30
4,20
4,10
4,00
T = 9.10³
T = 12.10³
T = 18.10³
T = 25.10³
T = 35.10³
T = 50.10³
α = 1,4
α = 1,2
α = 1,0
Ey
0
1,0
2,0
3,0
4,0

Fig. 6.

Lamla [3]. Ces deux diagrammes, par leurs différences font bien ressortir l'effet des écarts entre les deux systèmes photométriques. Nous n'avons, dans ces figures, reporté que trois types spectraux, *Bo V*, F_2 *III*, M_{2-3} *I ab*. A ces trois types correspondent des températures établies à l'aide des gradients « bleus » (3700 à 4600° A) de 28.000° K — 8200° K et une température effective de 3050° K pour la classe M_{2-3} *Iab*. Les deux premiers types ont pour correspondant les courbes à 9000° et à 25.000° des figures 2 et 3.

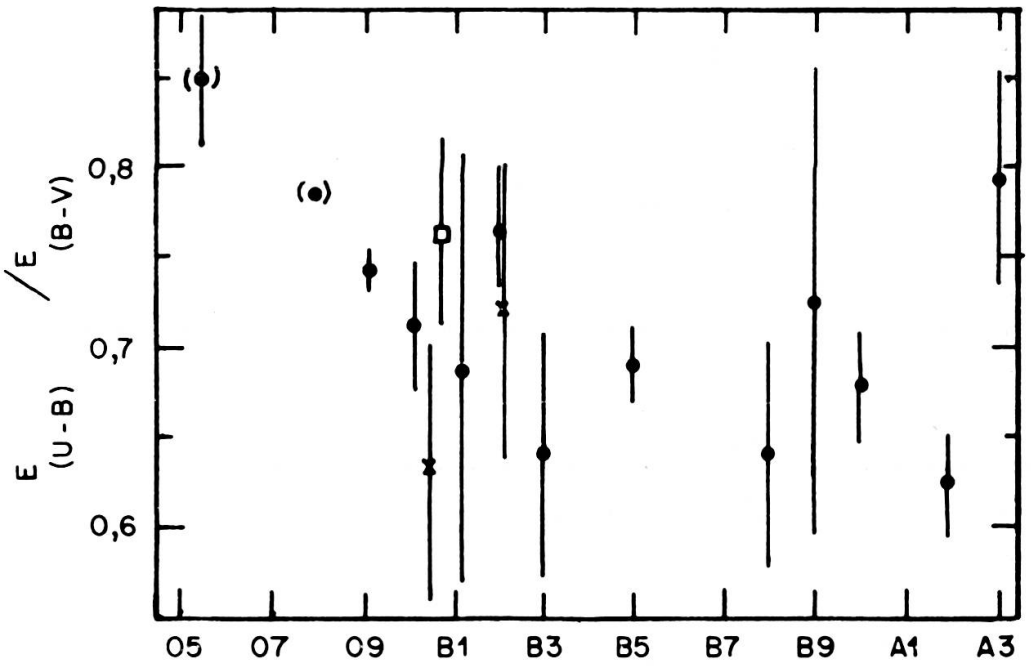

Fig. 7.

Nous pouvons tirer de ces figures une première conclusion pratique, c'est qu'il est acceptable d'étudier un système photométrique nouveau (du point de vue des diagrammes $\frac{Av}{Ey}$ et $\frac{Eu}{Ey}$) en l'appliquant à des corps noirs.

D'autre part, les conclusions tirées des formules précédentes sont aussi valables dans le cas des étoiles réelles. Avec les mêmes limitations que précédemment, c'est-à-dire de ne les appliquer ni pour des rougissements trop élevés ni à des étoiles (ou des corps noirs) de température trop basse. Nous pouvons admettre que les expressions utilisées sont acceptables si $2\varphi + \alpha d < 7$.

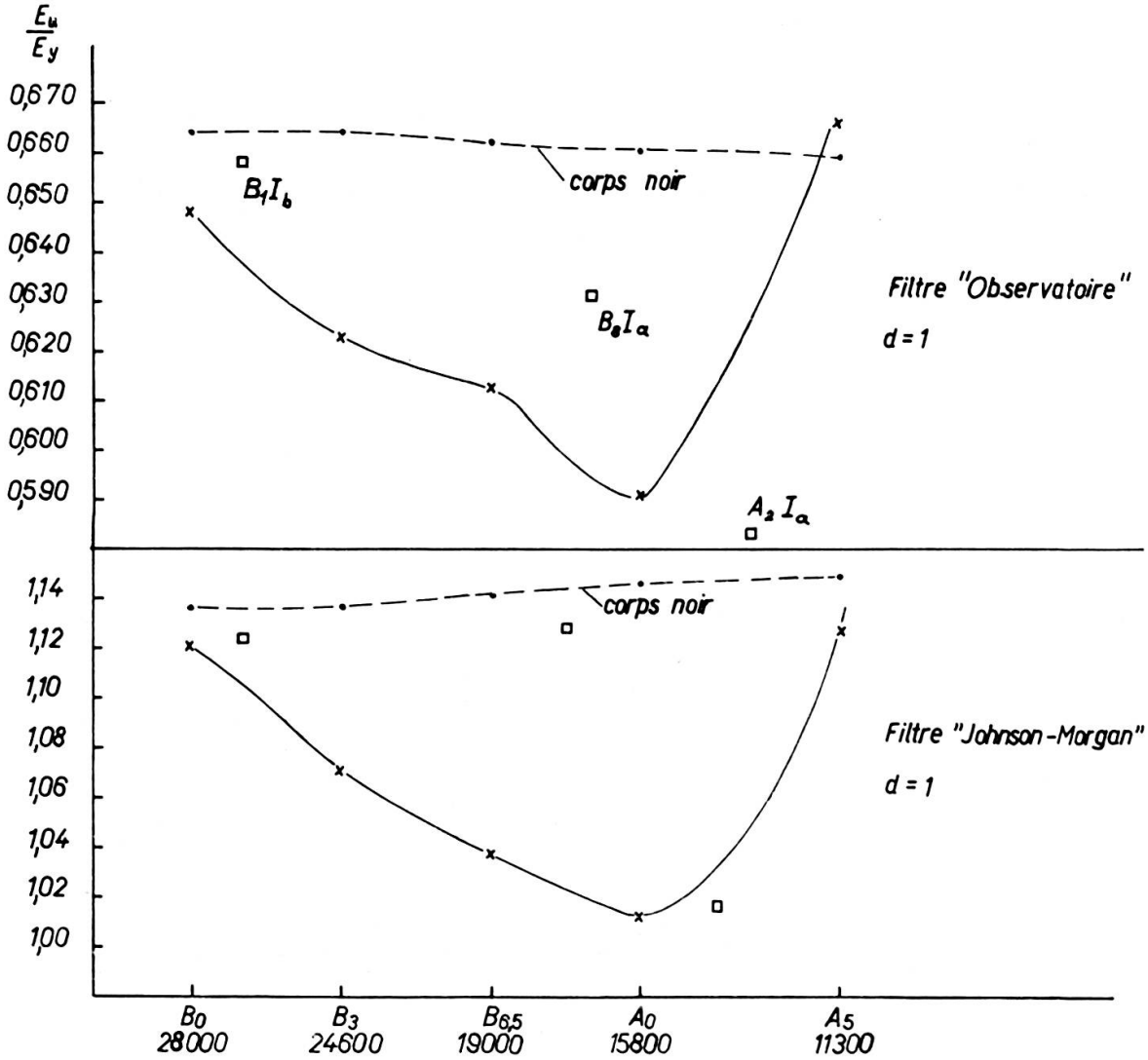

Fig. 8.

10. Le rapport $\frac{Eu}{Ey}$ dans le cas des étoiles de fonds continus donnés

Le rapport $\frac{Eu}{Ey}$ a été établi pour les 25 étoiles de l'article de Lamla [3].

Les variations générales sont conformes (à l'exception des étoiles ayant une discontinuité de Balmer importante) à celles établies avec les

corps noirs. En particulier, il est intéressant d'établir la variation de ce rapport avec l'excès de couleur. Nous trouvons:

$$\frac{Eu}{Ey} = 1{,}106 + 0{,}042\, Ey \text{ pour les étoiles de petite discontinuité}$$

alors que Hiltner et Johnson trouvent dans [9] un coefficient de 0,05 pour Ey.

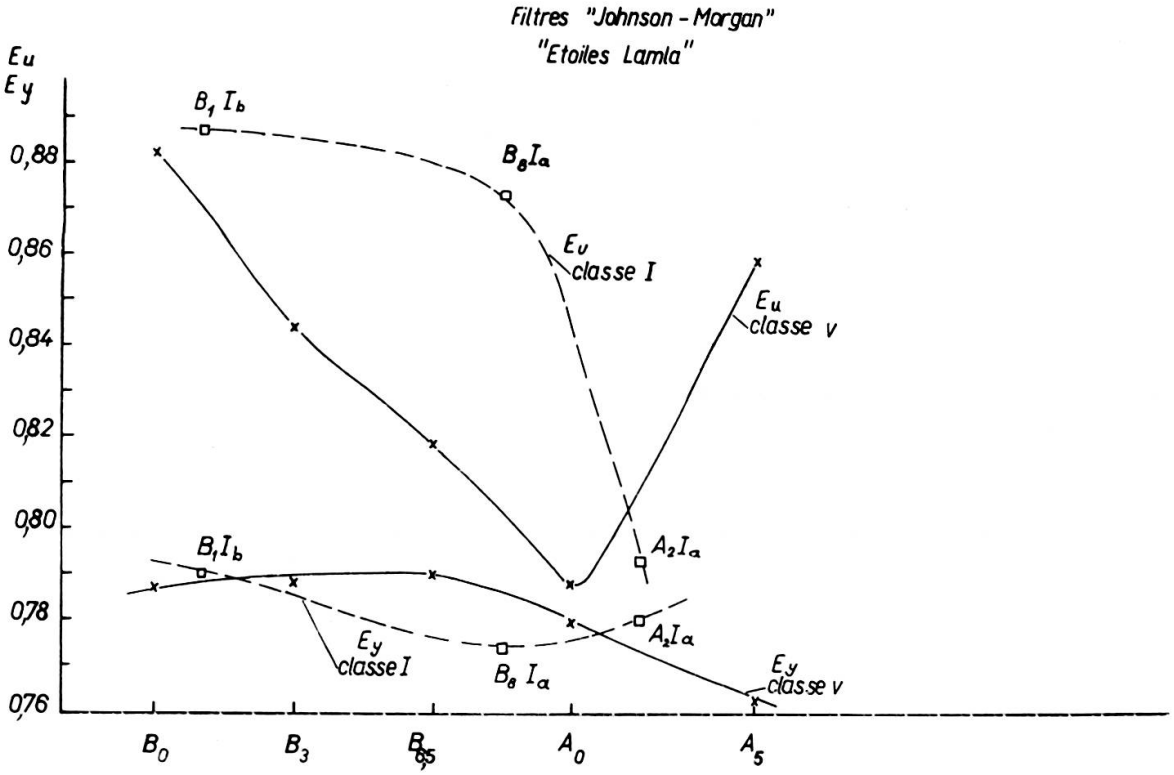

Fig. 9.

Portons notre attention maintenant sur la variation de ce rapport avec le type spectral. Une telle étude a été effectuée par Lindholm [10] à l'aide de mesures en trois couleurs, d'étoiles ayant une classification MKK ou MK. La figure 7 (tirée de [10]) donne les résultats obtenus avec des étoiles peu rougies. Les points sont relatifs aux étoiles de classe V et les carrés à celles de classe I. La figure 8 présente les résultats obtenus avec les étoiles de Lamla (et les filtres du système A) auxquelles nous avons donné une absorption interstellaire d'épaisseur $d = 1$. Ces résultats sont en accord avec ceux de Lindholm et font ressortir une variation importante avec le type spectral bien supérieure à celle établie avec des corps noirs de diverses températures.

L'examen des variations de Eu et de Ey montre que Eu est le principal responsable de la variation du rapport $\frac{Eu}{Ey}$ (fig. 9). Le filtre U est particulièrement sensible à la discontinuité de Balmer, car il est presque à cheval sur celle-ci.

Il peut être intéressant d'essayer de prévoir l'ordre de grandeur de l'effet d'une discontinuité d'un fonds continu stellaire sur un excès de couleur.

Nous pouvons effectuer un développement en série semblable à celui du début de ces notes. Au lieu d'exprimer par une série la fonction $B(\lambda, T)\, e^{-a_\lambda d}$ de l'expression de la magnitude

$$m_{\lambda_i} = -2{,}5 \log_{10} \int_{[i]} B(\lambda\,,\ T)\, e^{-\alpha_\lambda d}\, \Phi_i(\lambda)\, d\lambda\,,$$

nous développons en série $e^{-a_\lambda d} = K_\lambda$

$$K(\lambda) = K(\lambda_e) + (\lambda - \lambda_e)\, K'(\lambda_e) + \frac{(\lambda - \lambda_e)^2}{2!}\, K''(\lambda_e) + \ldots$$

et nous posons:

$$(11) \qquad \lambda_e = \frac{\int_{[i]} \lambda B(\lambda\,,\ T)\, \Phi(\lambda)\, d\lambda}{\int_{[i]} B(\lambda\,,\ T)\, \Phi(\lambda)\, d\lambda} \qquad (12) \qquad \mu_e = \frac{\int_{[i]} (\lambda - \lambda_e)^2\, B(\lambda\,,\ T)\, \Phi(\lambda)\, d\lambda}{\int_{[i]} B(\lambda\,,\ T)\, \Phi(\lambda)\, d\lambda}$$

λ_e est la longueur d'onde effective du système corps noir-filtre à la température T.

La magnitude apparente d'une étoile rougie prend alors la forme

$$m_{\text{rougie}} = m_{\text{non rougie}} + 1{,}086\, a_{\lambda e}\, d - 0{,}543\, \mu_e^2\, \frac{K''(\lambda_e)}{K(\lambda_e)}$$

μ_e variant avec la température ainsi que λ_e.

L'absorption totale que subit le rayonnement d'une étoile dans la bande de longueur d'onde limitée par le filtre $\Phi(\lambda)$ a pour expression:

$$(13) \qquad A_{\lambda e} = 1{,}086\, a_{\lambda e}\, d - 0{,}543\, \mu_e^2\, \frac{K''(\lambda_e)}{K(\lambda_e)}\,.$$

Ce développement a l'avantage sur le précédent de ne pas exiger la continuité de la fonction $B(\lambda, T)$ (il faut qu'elle soit bornée) et nous

pouvons calculer la longueur d'onde effective d'un système source de rayonnement + filtre même lorsqu'il y a discontinuité dans la distribution d'énergie.

Supposons un filtre rectangulaire $\Phi(\lambda) = 1 \qquad \lambda_1 \leqslant \lambda \leqslant \lambda_2$

$\Phi(\lambda) = 0 \qquad \lambda_1 > \lambda > \lambda_2$

et une distribution d'énergie $B(\lambda, T) = B_2 \;\; \lambda \geqq 3700\,\mathring{A}$ (position de la discontinuité de Balmer) $B(\lambda, T) = B_1 \;\; \lambda < 3700\,\mathring{A}$

$\log \dfrac{B_2}{B_1} = D$ grandeur de la discontinuité de Balmer.

$$\lambda_e = \frac{\int_{\lambda_1}^{3700} \lambda B_1 \, d\lambda + \int_{3700}^{\lambda_2} \lambda B_2 \, d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{3700} B_1 \, d\lambda + \int_{3700}^{\lambda_2} B_2 \, d\lambda} \qquad (14) \qquad \lambda_e = \frac{1}{2} \frac{[(3700^2 - \lambda_1^2) + 10^D (\lambda_2^2 - 3700^2)]}{(3700 - \lambda_1) + 10^D (\lambda_2 - 3700)}$$

Il est possible de réduire chaque filtre à un système rectangulaire ainsi que nous l'avons vu dans [1] si λ_0 et μ_0 sont connus.

$$(15) \qquad \lambda_0 = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \qquad \mu_0 = \frac{1}{2\sqrt{3}} (\lambda_2 - \lambda_1) .$$

L'expression 14 montre que si $D = 0$, $\lambda_e = \dfrac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} = \lambda_0$. Donc, $\lambda_e - \lambda_0$ donne la variation de la longueur d'onde effective sous l'action d'une discontinuité D.

Le calcul de λ_e, dans le cas du filtre U du système A conduit à $\lambda_e = 3551$ alors que $\lambda_0 = 3500$; donc un déplacement vers le rouge de 51 Å. Aux environs de 3500 $\mathring{A}$, l'absorption est donnée par une loi de la forme:

$$A_\lambda = 1{,}086 \frac{\alpha}{\lambda} d \qquad \text{avec } \alpha = 1{,}29$$

$d = 1$ dans le cas de la figure 8. D'où la variation ΔA_λ résultant du déplacement vers les grandes longueurs d'onde de 51 A° vaut 0,054. Dans nos calculs, la discontinuité d'une étoile A_0 a été prise égale à 0,32 ainsi que cela résulte du modèle de continus adopté, cette valeur est plutôt faible, mais ces continus donnent des résultats en accord avec ceux de Lindholm.

La figure 9 montre une variation supérieure à 0,054 lorsque l'on passe d'une étoile de discontinuité négligeable à une étoile de discontinuité maximum. Il faut, en effet, tenir compte aussi de la différence des gradients entre les fonds continus stellaires dont nous calculons les excès de couleur pour une épaisseur donnée de matière interstellaire.

Là, généralement, il peut être utile d'établir des formules simples qui permettent de déterminer rapidement des ordres de grandeurs. Soit un filtre rectangulaire dont les bornes définies par les expressions 15 sont λ_1, λ_2 avec $\lambda_1 < \lambda_2$, et tel que $\lambda_2 - \lambda_1$ ne soit pas trop grand afin qu'il soit admissible de représenter sur cet intervalle le fond continu stellaire par une droite de pente moyenne $B'_{\lambda 2}$.

Le fond continu est donné par une fonction $B(\lambda)$. La recherche de la longueur d'onde effective de l'ensemble filtre + fond continu revient à déterminer l'abscisse du centre de gravité d'un trapèze dont la base vaut $\lambda_2 - \lambda_1$ un des côtés $B(\lambda_2)$ et $B'_{\lambda 2}$ pour la pente du côté oblique.

Nous obtenons alors l'expression suivante:

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_2 + \lambda_1 - \frac{1}{3}\frac{B'_{\lambda 2}}{B_{\lambda 2}}(\lambda_2^2 + \lambda_2\lambda_1 - 2\lambda_1^2)}{2 - \frac{B'_{\lambda 2}}{B_{\lambda 2}}(\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot \tag{16}$$

Remarquons que, si à la fonction continue $B(\lambda)$ représentant le fond continu, se superposent des accidents $i = 1, 2, 3, \ldots$ modifiant peu l'intégrale $\int B(\lambda)\,\Phi(\lambda)\,d\lambda$, alors les écarts Δ, $\Delta\lambda_{e_1}$, $\Delta\lambda_{e_2}$, $\Delta\lambda_{e_3}$ et $\Delta\lambda_{e_i}$, que chacun d'eux introduirait sur la longueur d'onde effective si ils étaient seuls, peuvent jouir de la propriété d'additivité.

Le tableau 3 donne pour trois types stellaires les longueurs d'onde effectives des filtres $U\ B\ V$ du système A. A titre de comparaison, nous donnons les valeurs de $\frac{B'}{B}$ pour des corps noirs de même température de couleur (la température de couleur a été supposée la même à 4250 Å qu'à 4500 Å).

Les températures de couleurs proviennent de [11].

Le tableau n° 3 nous permet d'établir l'écart de Eu et de Ey d'un type spectral par rapport à un autre.

$$Eu = A_{\lambda U} - A_{\lambda B} \qquad Ey = A_{\lambda B} - A_{\lambda V}$$

TABLEAU 3

Sp	B'/B étoiles			Température de couleur			B'/B corps noirs			λ_{eff}			U	
	U	B	V	U 3500 Å	B 4250 Å	V 5000 Å	U 3500 Å	B 4500 Å	V 5000 Å	U $\lambda_0 = 3500$ $\lambda_1 = 3130$ $\lambda_2 = 3870$	B $\lambda_0 = 4470$ $\lambda_1 = 3850$ $\lambda_2 = 6090$	V $\lambda_0 = 5560$ $\lambda_1 = 4910$ $\lambda_2 = 6290$	D	$\lambda_{eff} - \lambda_0$
B_0 V	$-11{,}30 \cdot 10^4$	$-11{,}05 \cdot 10^4$	$-7{,}99 \cdot 10^4$	23.000	39.800	33.000	$-8{,}15 \cdot 10^4$	$-7{,}88 \cdot 10^4$	$-7{,}00 \cdot 10^4$	3464	4385	5518	0	0
A_0 V	$-2{,}96 \cdot 10^4$	$-7{,}17 \cdot 10^4$	$-6{,}95 \cdot 10^4$	10.000	16.700	15.300	$-2{,}35 \cdot 10^4$	$-6{,}18 \cdot 10^4$	$-5{,}50 \cdot 10^4$	3488	4406	5520	0,32	+51
A_5 V	$-2{,}14 \cdot 10^4$	$-2{,}0 \cdot 10^4$	$-4{,}26 \cdot 10^4$	8.900	13.000	11.000	$-1{,}10 \cdot 10^4$	$-5{,}13 \cdot 10^4$	$-4{,}36 \cdot 10^4$	3491	4445	5560	0,24	+31

λ_U, λ_B, λ_V étant ici les longueurs d'ondes effectives du système spectre + filtre.

Si E_u^0 et E_y^0 sont les excès de couleur d'un type spectral de référence, alors

$$\Delta Eu = E_u^0 - E_u \qquad \Delta Ey = E_y^0 - E_y$$

Dans l'intervalle spectral considéré $A_\lambda \cong \frac{1,4}{\lambda}$.

D'où, par exemple

$$\Delta Eu = -\frac{1,4}{\lambda_u^2}\Delta\lambda u + \frac{1,4}{\lambda_\beta^2}\Delta\lambda_B \tag{17}$$

avec $\Delta\lambda_{\text{continu}} = \lambda_{\text{eff spectre}} - \lambda_{\text{eff spectre de référence}}$ $\Delta\lambda_{\text{discontinuité}} = \lambda_{\text{eff}} - \lambda_0$

$\Delta\lambda_u$ ou $\Delta\lambda_B$ ou $\Delta\lambda_v$ sont les sommes des $\Delta\lambda_{\text{continus}}$ et des $\Delta\lambda_{\text{discontinuités}}$

Idem pour ΔEy.

Du fait des approximations réalisées, il est admissible de remplacer les longueurs d'onde effectives des dénominateurs de (17) par les longueurs d'onde moyennes.

L'application numérique conduit à des résultats en accord avec ceux obtenus par intégration numérique.

La diminution du rapport $\frac{Eu}{Ey}$ provient donc de la discontinuité de Balmer. L'accroissement de ce rapport dès le type A_0 alors que la discontinuité (au sens de Chalonge) varie peu, provient de la rapide diminution de l'intensité du spectre dans la bande 4000-3700 Å (donc tient compte de la discontinuité utilisée dans les calculs précédents) et dans la différence des gradients sur l'intervalle 4000-5000 Å.

11. Conclusion.

Ce travail et ceux qui ont précédé constituent une étude préliminaire à l'application d'une photométrie en plusieurs couleurs avec filtres à large bande. Ces études doivent nous permettre d'établir les ordres de grandeur des effets sur les indices de couleur, sur les excès de couleur, des divers accidents du spectre stellaire et des écarts possibles de la loi d'absorption interstellaire.

Observatoire de Genève.

29. IX. 1962

BIBLIOGRAPHIE

1. M. Golay, *Pub. Obs. Genève*, n° 60, série A.
2. H. L. Johnson et W. W. Morgan, *Apj.*, *114*, n° 3.
3. E. Lamla, *Astron. Nachr.*, 285-12 (1959), Mitt. Potsdam, n° 72.
4. L. Divan, *Annales d'astrophysique*, *17*, 1954.
5. M. Golay, *Pub. Obs. Genève*, n° 61, série A.
6. I. King, *Apj.*, vol. 57, n° 8, 1952.
7. A. M. Rozis-Saulgeot, *Annales d'astrophysique*, *19*, n° 5, 1956.
8. V. M. Blanco, *Apj.*, *123*, n° 1, 1956.
9. W. A. Hiltner et H. L. Johnson, *Apj.*, *124*, p. 367, 1956.
10. E. Harry Lindholm, *Apj.*, *126*, n° 3, 1957.
11. A. D. Code, *Stellar atmosphere*, Jesse Greenstein.