

**Zeitschrift:** Archives des sciences [1948-1980]  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 21 (1968)  
**Heft:** 2

**Artikel:** Les effets de la rotation des étoiles dans les diagrammes de la photométrie en plusieurs couleurs  
**Autor:** Golay, M.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-739398>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 14.03.2025

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

# LES EFFETS DE LA ROTATION DES ÉTOILES DANS LES DIAGRAMMES DE LA PHOTOMÉTRIE EN PLUSIEURS COULEURS

PAR

**M. GOLAY**

---

## RÉSUMÉ

La photométrie en sept couleurs de l'Observatoire de Genève, qui permet déjà d'établir des critères: de type spectral, de classe de luminosité, de métallicité, de binarité, est utilisée ici pour étudier les effets photométriques de la rotation des étoiles. Un paramètre caractéristique de la rotation des étoiles chaudes est défini et utilisé à la détermination des vitesses de rotation des étoiles dont les types spectraux sont compris entre  $B_0$  et  $B_5$ . L'effet photométrique de la rotation sur les indices de couleur et la magnitude absolue est étudié pour les types spectraux  $B_0$  à  $F_7$ . Il est montré que l'importance des effets photométriques varie avec le type spectral.

## ABSTRACT

With the seven-colour photometry of the Geneva Observatory, we can have parameters of a spectral type, luminosity, metallicity, binarity. In this paper, we show the possibility of having also a parameter of velocity of stellar rotation for stars  $B_0$ - $B_5$ . We study also the photometric effect of the stellar rotation for several spectral types. We show that the magnitude of the photometric effects of the stellar rotation changes with the spectral type.

## 1. INTRODUCTION

Le système photométrique en sept couleurs développé à l'Observatoire de Genève [1] permet d'établir des critères de métallicité, de magnitude absolue, de température, de binarité. Une attention particulière est accordée au maintien de l'homogénéité des mesures et à leur détermination précise (Rufener et al. [2]). Le nombre d'étoiles mesurées appartenant au champ général et à des amas est maintenant suffisant pour aborder le problème des effets photométriques possibles de la rotation des étoiles. Selon le choix parmi les diverses théories, l'ordre de grandeur des effets prévisibles est très différent. Nous essayons ici d'établir expérimentalement cet ordre de grandeur et de définir un paramètre photométrique de rotation. Nous

divisons ce travail en deux parties, l'une ne concerne que les étoiles de type spectral  $A$  à  $G$ , l'autre les étoiles  $B_1$ – $B_5$ . Selon P. A. Strittmatter et W. L. W. Sargent [3], une étoile tournant à la vitesse équatoriale  $v$  apparaît plus brillante de  $\Delta M_v$  que l'étoile non tournante de même indice de couleur. La vitesse équatoriale et l'écart en magnitude absolue sont reliés par l'expression

$$\Delta M_v = \kappa v^2 .$$

Le coefficient  $\kappa$  serait avec  $v$  en km/sec  $0,2-0,3 \cdot 10^{-5}$  pour des modèles d'étoiles à rotation uniforme à  $1,1-1,7 \cdot 10^{-5}$  pour des modèles d'étoiles à rotation non uniforme. La table I résume les résultats obtenus par ces auteurs. Elle nous montre que l'effet de la rotation pour une masse donnée (donc un type spectral donné) n'est pas négligeable et que cela pourrait être une cause importante de dispersion dans nos diagrammes.

TABLE I

Sp.	$v = 0$		$v_{max}$				$v_{max}$ km/sec
	$M_v$	$B-V$	$i = 0^\circ$		$i = 90^\circ$		
			$\delta M_v$	$\delta (B-V)$	$\delta M_v$	$\delta (B-V)$	
$B_0$	– 3,43	– 0,32	– 0,30	+ 0,03	+ 0,54	+ 0,08	400
$B_5$	– 1,08	– 0,17	– 0,27	+ 0,03	+ 0,68	+ 0,12	556
$A_0$	0,70	0,00	– 0,21	+ 0,04	+ 0,86	+ 0,16	456
$A_5$	2,13	0,12	– 0,18	+ 0,04	+ 0,98	+ 0,18	430
$F_0$	3,16	0,32	– 0,17	–	+ 1,08	+ 0,09	460

$i = 0^\circ$  axe de rotation vu par le pôle.

$i = 90^\circ$  axe de rotation perpendiculaire à la direction de l'observateur.

$\delta M_v$  écart en magnitude absolue par rapport à l'étoile non tournante de même masse.

$\delta (B-V)$  écart d'indice de couleur par rapport à l'étoile non tournante de même masse.

$v_{max}$  est la vitesse de rupture calculée avec les expressions données par S. Huang et O. Struve [4] et avec les valeurs des masses et des densités de C. W. Allen [5].

Dans un diagramme  $HR$  l'écart d'une étoile tournant rapidement par rapport à l'étoile de même indice de la séquence des étoiles de rotation nulle,  $\Delta M_v$  est beaucoup plus grand que les  $\delta M_v$  du tableau I car ce dernier doit être augmenté de la variation de la magnitude absolue en fonction de l'indice de couleur le long de la séquence moyenne.

Dans une photométrie en plusieurs couleurs, certains diagrammes sont établis avec des indices qui dépendent principalement de la température ou d'une combinaison d'indices fonctions de la température et de la magnitude absolue. La dispersion

dans les premiers sera pratiquement indépendante des effets de rotation (excepté cependant pour les indices contenant le filtre  $[B_1]$ , voir sous n° 4) car l'étoile tournante sera déplacée le long de la séquence par rapport à l'étoile non tournante de même masse.

Nous avons montré dans [1] que  $(B_2-V_1)$  était un indicateur de classe spectrale assez indépendant des effets différentiels de blanketing (à l'exception des sous-naines extrêmes et des étoiles très métalliques). Le tableau I laisse prévoir que l'effet de la rotation sur l'indice de couleur peut être largement supérieur à la différence des indices moyens d'une classe spectrale à l'autre. La table II donne quelques exemples de variation de l'indice en corrélation avec une différence de vitesse de rotation. Nous avons pris toutes les étoiles plus proches de 100 parsecs, mesurées dans la photométrie de l'Observatoire de Genève, dont le type  $MK$  et  $v \sin i$  sont bien connus. Pour un type spectral donné, nous n'avons retenu que l'étoile de plus petit  $v \sin i$  ayant le plus petit indice et celle de plus grand  $v \sin i$  avec le plus grand indice. Il est évident qu'après une telle sélection il reste bien peu d'étoiles à comparer. Les résultats de la table II sont cependant indicatifs et montrent bien un effet supérieur à l'écart d'indices séparant deux classes voisines.

TABLE II

Nom	$HD$	Sp $MK$	$B_2-V_1$	$v \sin i$	$\delta (B_2-V_1)$	$\alpha$
$\gamma$ Aqr	212061	$A_0 V$	- 0,193	85	+ 0,04	$0,8 \cdot 10^{-6}$
$\pi_2$ Ori	30739	$A_0 V$	- 0,150	250		
$\beta$ UMa	95418	$A_1 V$	- 0,161	36	+ 0,04	$10^{-6}$
	21447	$A_1 V$	- 0,123	205		
$\theta$ And	1280	$A_2 V$	- 0,113	116	+ 0,02	$0,8 \cdot 10^{-6}$
$\gamma$ Cet	16970	$A_2 V$	- 0,090	195		
$\beta$ Ari	11636	$A_5 V$	- 0,061	76	+ 0,04	$0,8 \cdot 10^{-6}$
80 UMa	116842	$A_5 V$	- 0,019	250		
$\iota$ UMa	76644	$A_7 V$	- 0,023	65	+ 0,04	$2 \cdot 10^{-6}$
	28527	$A_7 V$	+ 0,015	142		

Le coefficient  $\alpha$  introduit dans le tableau II exprime la proportionnalité entre  $\delta (B_2-V_1)$  et le carré de la vitesse de rotation équatoriale; proportionnalité qui apparaît au premier ordre dans la théorie entre  $v^2$  et la variation de  $\log Te$ . Il a été déterminé ici en posant

$$\delta (B_2-V_1) = \alpha [(v_1 \sin i_1)^2 - (v_2 \sin i_2)^2].$$

Il n'est pas très correct d'utiliser cette expression sous cette forme du fait que  $(B_2-V_1)$  varie selon  $v^2$  et non selon  $v^2 \sin^2 i$ . Nous n'avons cependant pas assez de valeurs pour utiliser la relation bien connue entre  $\overline{v^2}$  et  $\overline{v^2 \sin^2 i}$ . D'autre part, les étoiles ayant une grande valeur de  $v \sin i$  sont très probablement vues selon l'équateur. La valeur de  $\alpha$  ainsi obtenue est approximativement le double de celle que l'on peut déduire de l'article de R. P. Kraft et M. H. Wrubel [8] en utilisant une relation donnée par B. Hauck [9] entre  $\log Te$  et  $(B_2-V_1)$ . Ce coefficient cependant représente, dans le cas où on a eu un grand écart de vitesse entre les deux étoiles, une limite inférieure du coefficient réel possible. Revenons maintenant aux diagrammes dont les indices dépendent de la magnitude absolue et de la température. C'est le cas, par exemple, du diagramme  $(U-B)$ ,  $(B-V)$  de la photométrie en trois couleurs. Dans la photométrie en sept couleurs de l'Observatoire de Genève, ce sont tous les diagrammes qui contiennent les paramètres  $\Delta$ ,  $d$ ,  $g$ , la couleur  $U$  et ceux établis pour les amas qui contiennent la magnitude apparente visuelle ou la magnitude absolue visuelle.

## 2. L'EFFET DE LA ROTATION DANS LE DIAGRAMME $d$ , $(B_2-V_1)$ POUR LES ÉTOILES $A_0$ À $G_0$

Le paramètre  $d$  introduit par B. Hauck [6] est défini par la relation linéaire

$$d = (U-B_1) - 1.6(B_1-B_2).$$

Il varie avec la discontinuité de Balmer. B. Hauck [6] a montré que l'on pouvait utiliser l'écart  $\delta d$  à une séquence de référence  $d_0 = f(B_2-V_1)$  d'une étoile de  $(B_2-V_1)$  donné, comme une mesure de l'écart en magnitude absolue de cette étoile par rapport à la magnitude absolue correspondant à  $d_0$ . La séquence de référence a été établie avec les amas des Hyades et de Coma Berenices ainsi qu'avec des étoiles communes au système de Genève et au système  $ubvy$  de Strömberg (lequel avait défini une séquence de référence  $c_1$ ,  $(b-y)$ ). Pour l'intervalle  $A_0-G_0$ , un accroissement de luminosité absolue se caractérise par un accroissement de  $d$ . Nous avons les relations suivantes entre  $\Delta M_v$  et  $\delta d$ :

$\Delta M_v = 5 \cdot \delta d$	$S_p \cdot A_1 - F_0$
$\Delta M_v = 7,4 \cdot \delta d$	$S_p \cdot F_2$
$\Delta M_v = 8,5 \cdot \delta d$	$S_p \cdot F_3$
$\Delta M_v = 10 \cdot \delta d$	$S_p \cdot F_4 - F_5$
$\Delta M_v = 16 \cdot \delta d$	$S_p \cdot G_0$

Ces relations sont valables au voisinage de la séquence principale, donc pour les classes de luminosité IV et V. Les coefficients indiqués de  $\delta d$  seront encore amé-

liorés lorsque nous disposerons d'un échantillonnage plus vaste. La séquence  $d_0$ ,  $(B_2-V_1)$  est proche de la frontière inférieure qui limite le diagramme  $d$ ,  $(B_2-V_1)$ . Elle est donc aussi proche que possible d'un lieu d'étoiles à vitesse de rotation nulle.

La figure 1 représente l'écart  $\delta d$  en fonction de  $(v \sin i)^2$  pour les étoiles de classe V des amas des Hyades, de Coma Berenices, de Praesepe.

$$\delta d = d - d_0 \text{ pour un valeur donnée de } (B_2 - V_1)$$

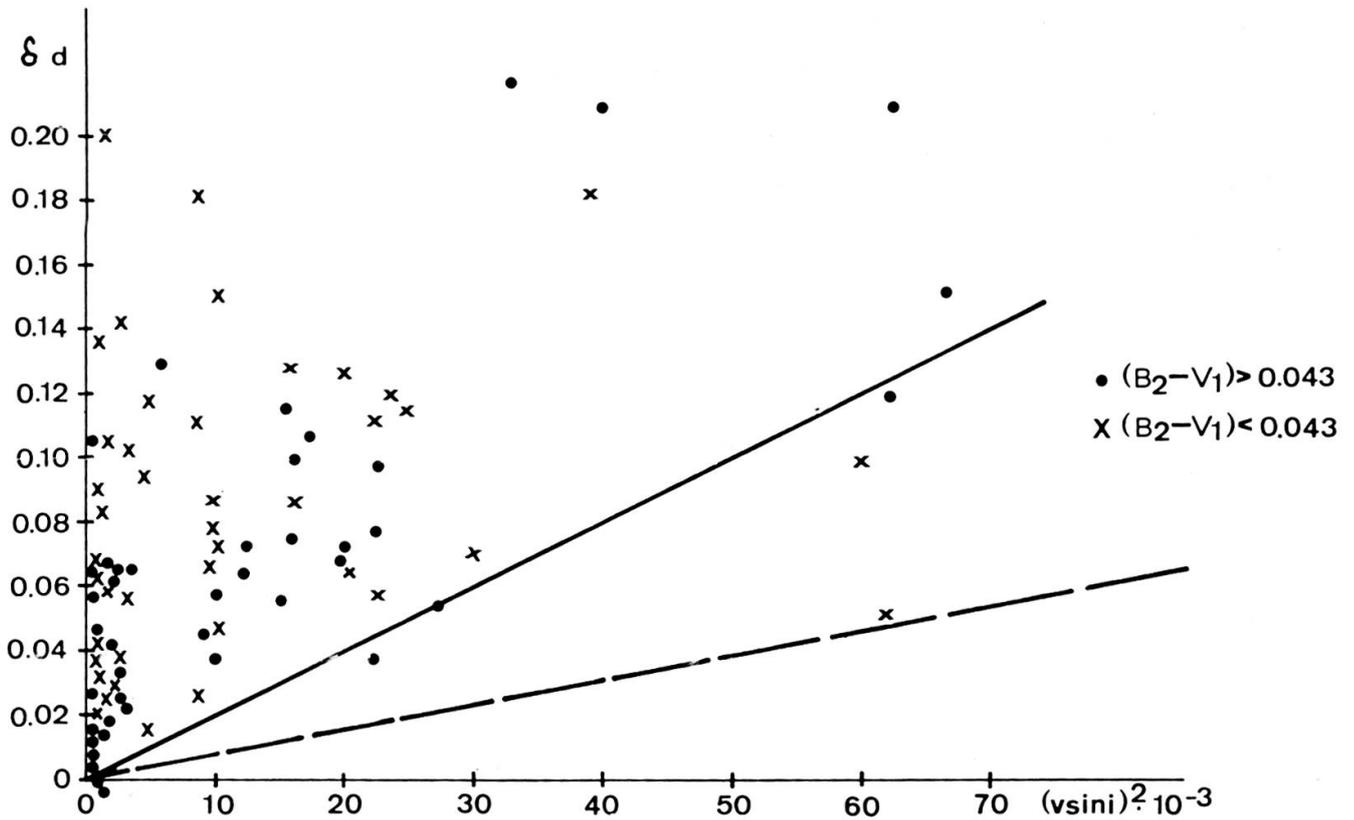


FIG. 1.

Pour presque tous les points de ce diagramme, nous avons

$$\frac{\Delta M_v}{\delta d} = 5.$$

Nous distinguons dans cette figure les étoiles ayant  $B_2-V_1 < 0,043$  de celles ayant  $B_2-V_1 > 0,043$ . L'écart  $\delta d$  résulte de la somme de au moins cinq effets:

$$\begin{aligned} \delta d = & \delta d_1 \text{ (rotation) } + \delta d_2 \text{ (évolution) } + \delta d_3 \\ & \text{(composition chimique) } + \delta d_4 \text{ (binarité) } + \delta d_5 \\ & \text{(effet indirect de l'extinction interstellaire sur } B_2-V_1). \end{aligned}$$

Dans l'intervalle spectral envisagé dans ce chapitre, ces cinq composantes sont généralement positives ( $\delta d_3$  pourrait être négatif pour les sous-naines, et  $\delta d_1$  dans le

cas d'une très grande vitesse de rotation avec  $i = 0^0$ ). Le diagramme  $\delta d, (v \sin i)^2$  présente donc une très grande dispersion verticale. Il existe cependant la possibilité de tracer une frontière inférieure s'appuyant sur plusieurs points. Cette frontière est le lieu des points où  $\delta d = \delta d_1$  et où  $\sin i = 1$ . La pente de cette frontière donne la relation

$$\delta d = 0,2 \cdot 10^{-5} \cdot v^2$$

donc

$$\Delta M_v = 1 \cdot 10^{-5} \cdot v^2$$

d'où  $\kappa = 10^{-5}$  pour l'ensemble des étoiles ayant  $(B_2 - V_1) > 0,043$ . Ce résultat est de l'ordre de grandeur de celui établi par P. A. Strittmatter et W. L. W. Sargent dans [3] pour des modèles à rotation non uniforme. Remarquons immédiatement que les

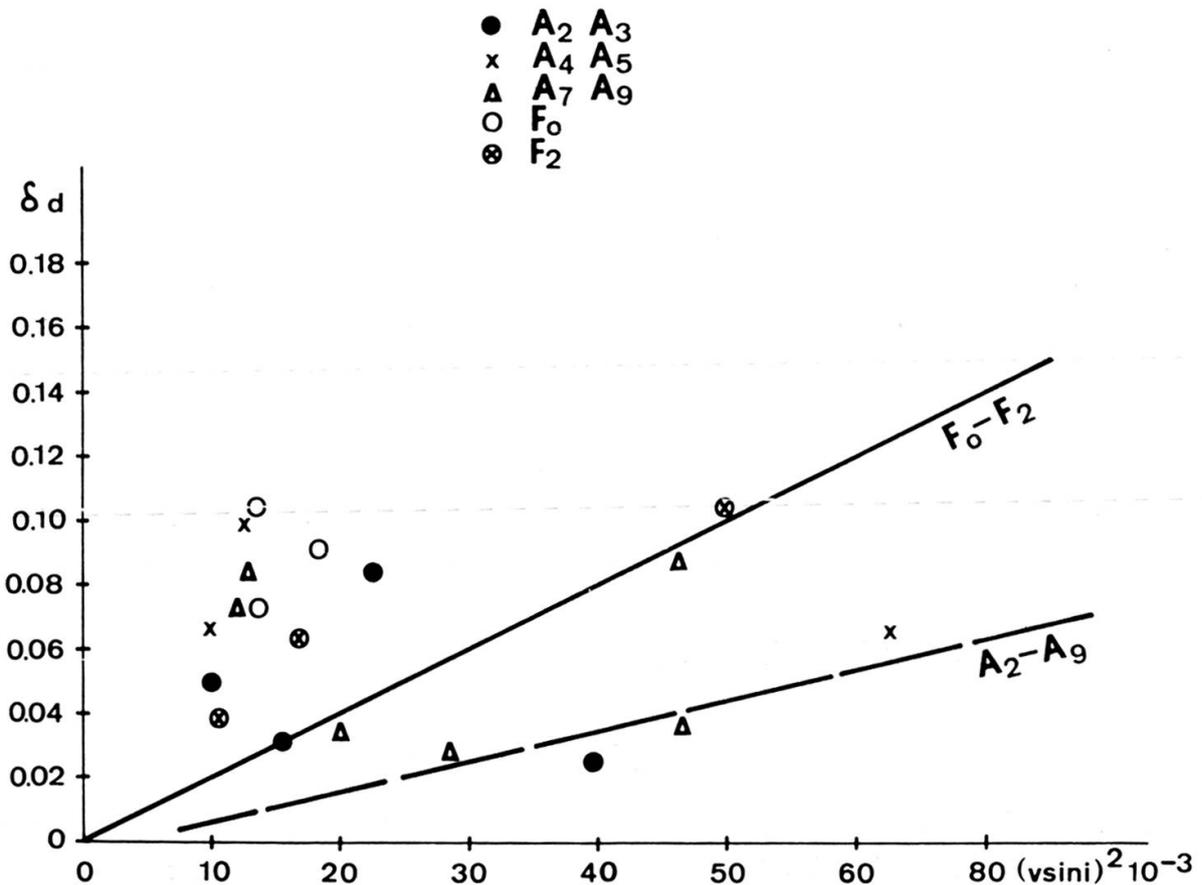


FIG. 2.

étoiles ayant  $(B_2 - V_1) < 0,043$  ont une frontière différente qui ne s'appuie malheureusement que sur un point appartenant à Praesepe. Nous confirmons cette frontière à la fin de ce chapitre en ajoutant les étoiles du champ général. Dans la figure 2, nous établissons le même diagramme pour les étoiles du champ général comprises

dans une sphère de 100 parsecs de rayon. Ce diagramme nous conduit à une valeur de  $\kappa = 0,5 \cdot 10^{-5}$ , plus proche de la valeur théorique établie pour les modèles à rotation uniforme. Ce dernier résultat est en accord avec celui de la figure 1 lorsqu'on s'appuie sur l'unique point signalé ci-dessus. Si dans la figure 1 nous ne portons notre attention que sur les étoiles des Hyades, nous pouvons alors tracer une frontière différente de celle de Coma et de Praesepe. Cette frontière correspond à  $\kappa = 1,7 \cdot 10^{-5}$ .

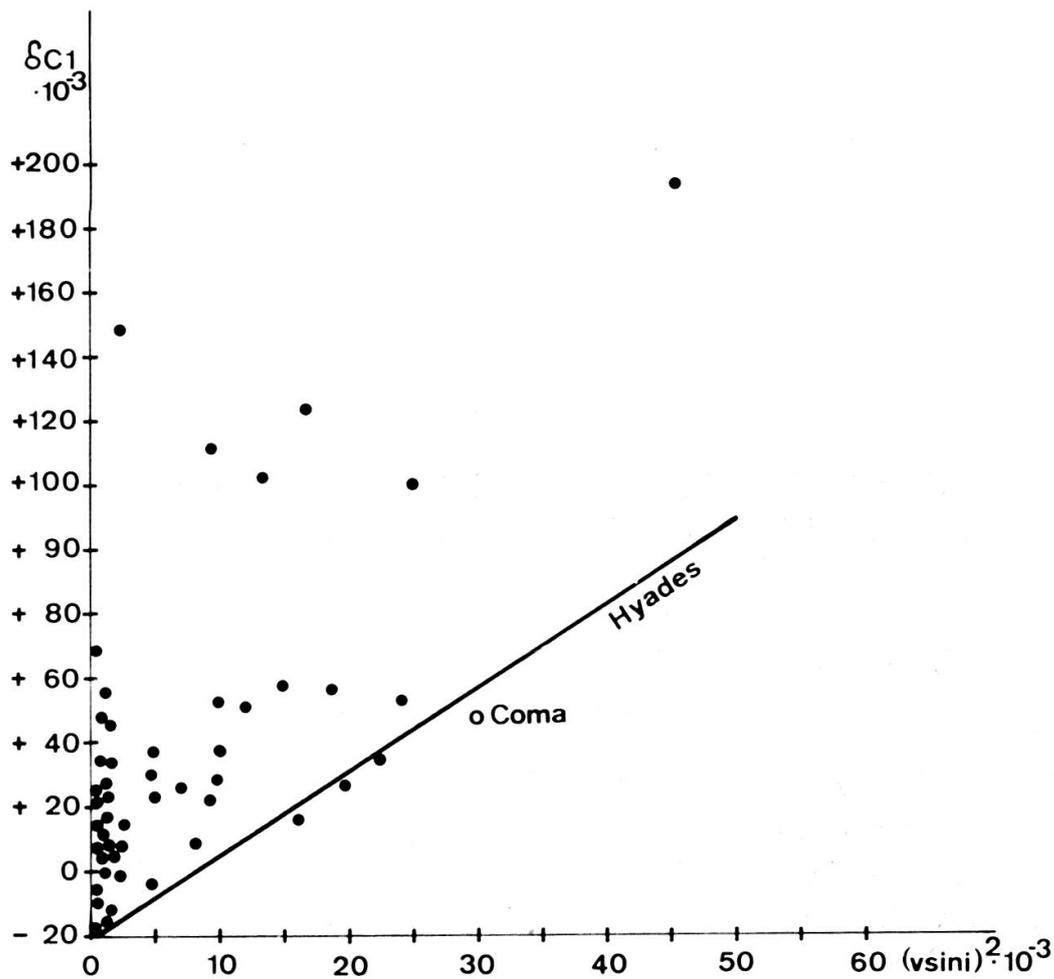


FIG. 3.

Cette dernière valeur est confirmée par celle déduite des mesures en *ubvy*. D. L. Crawford et C. L. Perry [7] donnent  $\delta C_1$  pour les étoiles des Hyades. La figure 3 représente  $\delta C_1$  en fonction de  $(v \sin i)^2$ . Le paramètre  $C_1$  étant bien relié au paramètre  $d$  de notre photométrie par la relation

$$d = 1,06 C_1 + 0,39$$

dans l'intervalle spectral  $A_2-G_5$ . La frontière qui apparaît dans la figure 3 correspond à  $\kappa = 1,5 \cdot 10^{-5}$ . Les coefficients de  $\kappa$  obtenus ici avec  $\delta d$  ne doivent être considérés

que comme des ordres de grandeur car le rapport  $\frac{\Delta M_v}{\delta d} = 5$  n'est momentanément pas très précis. Dans la figure 4 nous effectuons le même diagramme  $\delta C_1$ ,  $(v \sin i)$  pour l'ensemble des étoiles proches (réunissant un ensemble d'étoiles de composition

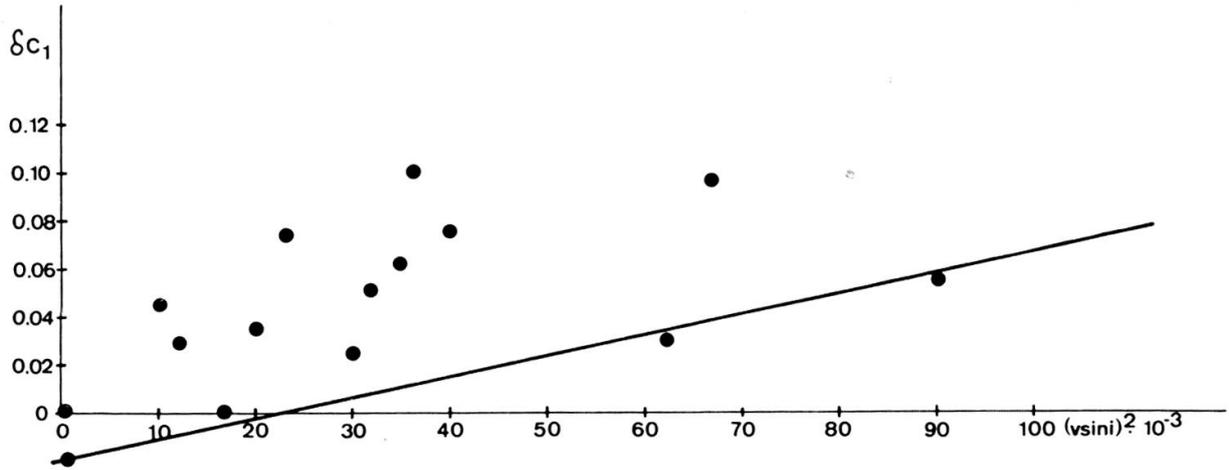


FIG. 4.

presque identique à celui qui a servi à établir le diagramme  $\delta d$ ,  $(v \sin i)^2$ ). La pente obtenue conduit aussi à un coefficient  $\kappa = 0,5 \cdot 10^{-5}$ .

### 3. VARIATION DE L'EFFET PHOTOMÉTRIQUE DE LA ROTATION AVEC LE TYPE SPECTRAL

Dans les figures 1 et 2, nous avons distingué deux ou plusieurs types spectraux. Nous voyons alors que les différentes frontières trouvées précédemment s'expliquent par une différence de composition en types spectraux des échantillons utilisés. Le coefficient  $\kappa$  varie donc certainement avec le type spectral. Il est proche de  $1,7 \cdot 10^{-5}$  pour les types spectraux plus avancés que  $F_0$  et proche de 0,5 pour les types spectraux compris entre  $A_0$  et  $A_7$ . Le coefficient est donc le plus petit pour les types spectraux où la vitesse de rotation moyenne peut être la plus élevée.

Pour mettre en évidence cette variation, nous portons la magnitude apparente des étoiles membres d'un amas galactique donné et dont l'indice de couleur est compris dans un intervalle de  $\pm 0,025$  autour d'une valeur fixée en fonction de  $(v \sin i)^2$ . L'amas utilisé doit être assez éloigné afin que les effets de sa profondeur sur les magnitudes apparentes restent négligeables. La matière interstellaire doit être uniformément répartie afin de pouvoir effectuer une correction uniforme de l'excès de couleur et de l'absorption. Dans chaque diagramme nous établissons une frontière inférieure dont la pente est le coefficient  $\kappa$  que nous cherchons. Pour établir ces diagrammes, nous avons utilisé les amas de Praesepe [10], [11], IC 4665, [12],

$\alpha$  Per [19]. Chaque frontière est évidemment obtenue avec un nombre très limité de points. La probabilité qu'un point occupe une position exceptionnelle (effet de binarité) est évidemment assez grande. Nous avons donc éliminé le cas où la pente obtenue nous conduit, pour un indice donné, à une valeur de la magnitude extrapolée à  $v \sin i = 0$  en contradiction avec la valeur interpolée des magnitudes obtenues pour les indices voisins situés de part et d'autre de l'indice donné. Les résultats sont résumés dans la figure 5. Pour  $(B-V)$  compris entre 0 et 0,5, le coefficient  $\kappa$  varie donc de 0,4 à  $1,8 \cdot 10^{-5}$ .

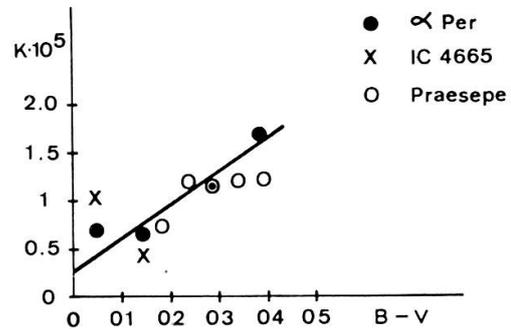


FIG. 5.

La figure 6 donne un test supplémentaire de la variation du coefficient  $\kappa$ . Nous portons  $d$  en fonction de  $B-V$  pour toutes les étoiles de type spectral  $A_0$  à  $F_2$  de notre catalogue dont la vitesse de rotation est supérieure à 220 km/sec. La frontière inférieure de ce diagramme est à une distance qui croît uniformément, avec l'indice de couleur, de la séquence de référence  $d_0, (B-V)_0$  des étoiles non rougies, de vitesse

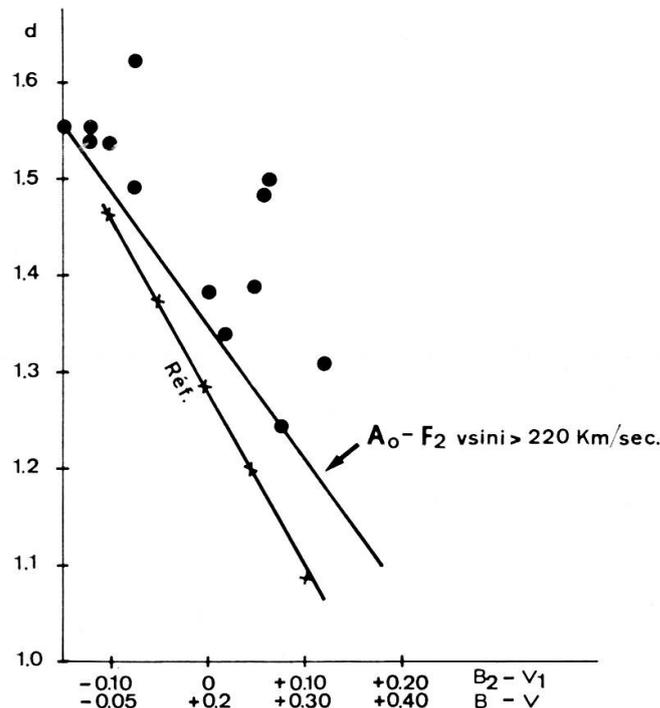


FIG. 6.

de rotation nulle et de classe de luminosité  $V$ . En convertissant l'écart en écart de magnitude absolue, nous retrouvons la pente et les valeurs de la figure 5.

Le coefficient croît lorsqu'on se dirige du côté des températures les plus basses. On peut donc songer à mettre en évidence, pour un type spectral fixé, la variation

de température en étudiant la variation de l'indice de couleur en fonction du carré de la vitesse de rotation. Nous pourrions établir, par exemple, un diagramme ayant, pour ce type spectral, l'indice ( $B-V$ ) en ordonnée et  $v^2 \sin^2 i$  en abscisse. Comme précédemment, nous trouvons une ligne frontière qui est la relation entre la variation de l'indice et  $v^2$ . Cette opération ne peut être réalisée qu'avec les étoiles F5V qui sont les plus froides possibles ayant encore parfois des vitesses de rotation élevées. C'est en effet entre  $F_5$  et  $F_7$  que se trouve la brusque décroissance de la moyenne des vitesses de rotation. Ce diagramme nous conduit à la relation

$$\delta(B-V) = 2 \cdot 10^{-6} \cdot v^2 .$$

Or près de  $F_5$  nous avons

$$\delta \log Te \cong 0,3 \delta(B-V) .$$

d'où

$$\delta \log Te = 0,6 \cdot 10^{-6} \cdot v^2$$

Le coefficient donnant  $\delta(B-V)$  est en parfait accord avec celui que l'on déduit en calculant  $\delta(B-V)$  susceptible de conduire à une valeur de  $\Delta M_v = \kappa \cdot v^2$ . Le coefficient  $2 \cdot 10^{-6}$  obtenu ci-dessus est en accord avec celui donné dans le tableau II pour le type spectral le plus avancé du tableau.

#### 4. L'EFFET DE LA ROTATION POUR LES $B_1-B_5$ , INTRODUCTION D'UN CRITÈRE PHOTOMÉTRIQUE DE ROTATION

La mise en évidence des effets photométriques de la rotation est très difficile pour ces types spectraux. Ceci provient du fait que la température effective d'une étoile donnée diminue lorsque la vitesse de rotation de cette étoile augmente et se manifeste donc comme un rougissement. Or les étoiles  $B_1$  à  $B_5$  étant très fréquemment plongées dans la matière interstellaire, il y a quelques difficultés à distinguer le rougissement produit par la rotation de celui produit par la matière interstellaire. Heureusement, la rotation modifie le profil des raies d'hydrogène, ce qui conduit à des effets particulièrement sensibles sur le filtre  $[B_1]$ , filtre le plus proche de la discontinuité de Balmer du côté des  $\lambda > 3700 \text{ \AA}$ . Nous tentons donc ci-dessous d'exploiter cette propriété du filtre  $[B_1]$ . Dans ce but, nous allons effectuer des comparaisons d'indices de couleur ou de combinaisons linéaires d'indices, certains indices et certaines combinaisons contenant  $[B_1]$  et d'autres ne le contenant pas. Auparavant, remarquons que dans l'intervalle spectral  $B_1-B_5$  les indices de couleur établis avec des filtres tous situés dans le domaine des longueurs d'onde compris entre la discontinuité de Balmer et  $6500 \text{ \AA}$  sont de très mauvais indicateurs de température.

Par contre, les indices de couleur établis avec des filtres situés de part et d'autre de la discontinuité de Balmer sont d'excellents indicateurs de température pour les étoiles de la séquence principale. La figure 7 donne l'allure de la relation  $U-B$  en fonction de  $\log T_e$ .

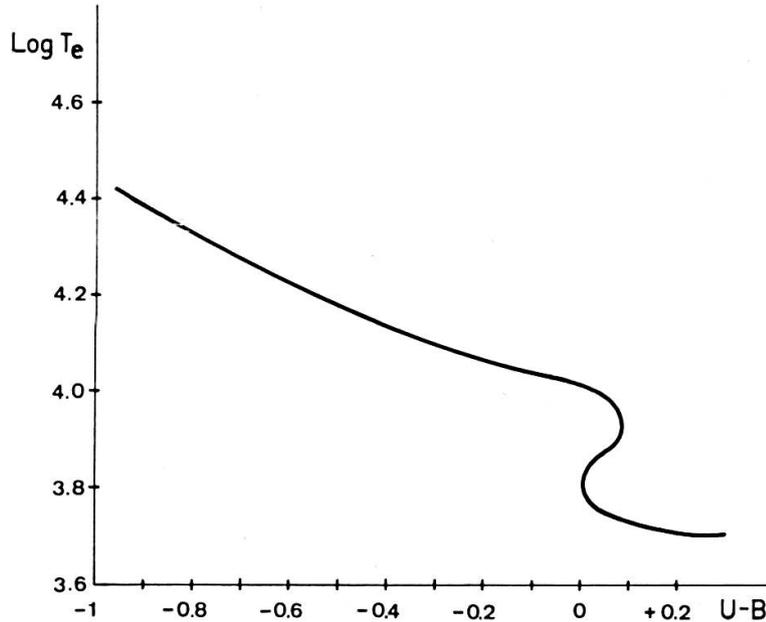


FIG. 7.

Ceci montre l'intérêt qu'il y a à utiliser des diagrammes  $V/U-B_2$  ou  $V/U-B$  pour l'étude de l'âge des amas galactiques. Pour mettre en évidence les effets de la rotation, nous pouvons comparer les indices  $U-B_1$  et  $U-B_2$ . Malheureusement, ces indices sont évidemment très sensibles aux effets du rougissement par la matière interstellaire. A la place de ces indices, nous utilisons les combinaisons linéaires suivantes

$$d = (U-B_1) - 1.6(B_1-B_2)$$

et

$$\Delta = (U-B_2) - 1.055(B_2-G)$$

$d$ , déjà utilisé dans les paragraphes précédents, et  $\Delta$  sont tous deux des paramètres liés à la discontinuité de Balmer. Ces deux paramètres ne sont pas absolument indépendants de l'extinction interstellaire. Cette dépendance pourra certainement être atténuée lorsque nous disposerons, dans notre catalogue, d'un échantillonnage plus vaste d'étoiles fortement rougies. Momentanément, nous acceptons la définition donnée ci-dessus pour  $d$  et  $\Delta$  et nous effectuons les corrections suivantes de rougissement.

$$d_0 = d + 0,16 E_{B_2-V_1}$$

$$\Delta_0 = \Delta + 0,4 E_{B_2-V_1}$$

où  $d_0$  et  $\Delta_0$  sont les paramètres corrigés des effets de l'extinction.

La figure 8 donne la relation  $d_0, \Delta_0$  de toutes les étoiles  $B_1$  à  $B_5$  de classe de luminosité V de notre catalogue dont nous avons les vitesses de rotation dans le catalogue de A. A. Boyarchuk et I. M. Kopylov [14] et qui ne présentent pas des raies

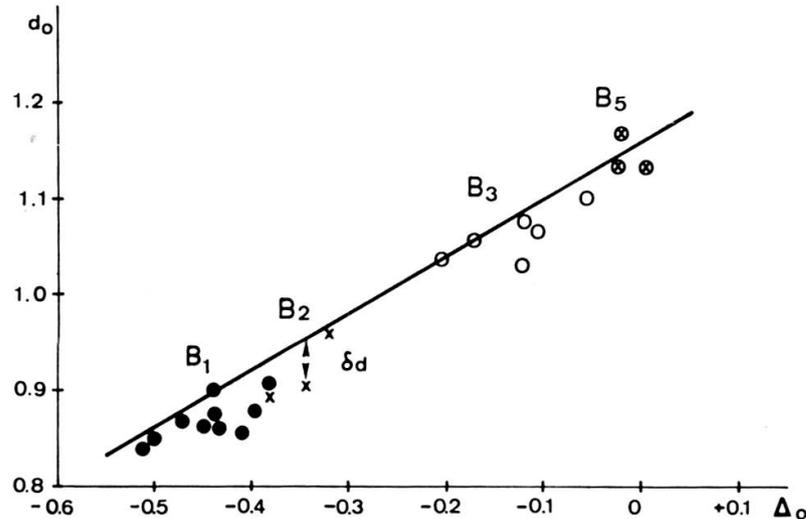


FIG. 8.

d'émission. La ligne continue tracée dans la figure 8 est le lieu des points dont  $v \sin i < 50$  km/sec. Nous appellerons dorénavant cette ligne « Ligne de rotation nulle ».

Dans la figure 9 nous portons la distance  $\delta d$ , mesurée parallèlement à l'axe vertical, des points situés en dessous de cette ligne continue en fonction de  $v \sin i$ . Il est possible de définir une frontière que nous représentons par une droite dans

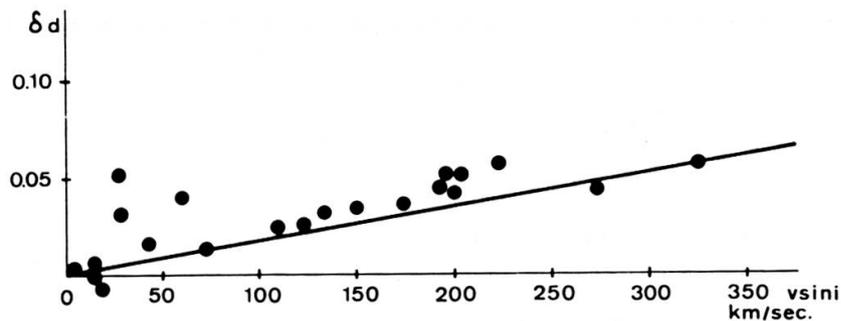


FIG. 9.

la figure 9. Au-dessus de cette frontière se trouvent les étoiles dont  $\sin i < 1$ . Nous constatons qu'il y en a très peu. Leur nombre est en accord avec une distribution au hasard des inclinaisons  $i$  des axes de rotation, sachant que dans ce cas la probabilité d'avoir  $\sin i < 0,75$  est de 0,7. La figure 9 conduit à la relation

$$\delta d = 1,8 \cdot 10^{-4} \cdot v$$

si on suppose une relation linéaire et à

$$\delta d = 6 \cdot 10^{-7} \cdot v^2$$

si la relation doit varier selon la théorie avec le carré de la vitesse.

Cependant, dans l'intervalle de vitesse considéré, la relation linéaire est nettement la meilleure. Le paramètre  $d$  est connu avec un écart type de 17/1000 pour l'étoile mesurée une fois et de 12/1000 pour l'étoile mesurée deux fois. Vu l'incertitude sur la relation  $d_0, \Delta_0$ , il faut limiter l'utilisation de la relation ci-dessus aux  $v > 70$  km/sec.

##### 5. EFFET DE LUMINOSITÉ, DE L'EXTINCTION INTERSTELLAIRE ET DE LA BINARITÉ SUR LA RELATION $d, \Delta$

La relation entre  $d$  et  $\Delta$  pour les étoiles de classe V, de  $B_1$  à  $B_5$ , non rougies, de vitesse de rotation nulle, est de la forme

$$d_0 = 1,19 + 0,66 \Delta_0 .$$

Une étoile dont on fait croître, arbitrairement, le rougissement se déplace sur une ligne de rougissement de pente plus faible que la ligne  $d_0, \Delta_0$ . Le rougissement a donc pour conséquence de diminuer  $\delta d$  et de faire paraître l'étoile comme tournant moins rapidement. Un rougissement  $E_{B_2-V_1} \leq 0,1$  conduit à une erreur sur  $v < 70$  km/sec. Les diagrammes en trois couleurs du type  $UBV$ , ou  $U, B_1, V_1$ , permettent d'obtenir l'excès de couleur avec une précision meilleure que 0,1. De plus, l'incertitude sur l'indice de couleur intrinsèque à cause de la rotation ne joue pas de rôle car l'indice de couleur  $B_2-V_1$  est cinq à sept fois moins sensible à la rotation que le paramètre  $\Delta$ . Il est donc possible de corriger du rougissement les coordonnées de l'étoile dans le diagramme  $d, \Delta$  et mettre ainsi en évidence avec sûreté les vitesses  $> 70$  km/sec.

Dans l'intervalle considéré, la binarité a surtout pour effet de déplacer l'étoile le long de la séquence  $d_0, \Delta_0$  si les composants sont de vitesse de rotation faible ou parallèlement à la séquence  $d_0, \Delta_0$  pour les grandes vitesses. La binarité n'est donc pas une source d'erreur importante dans la mesure de  $\delta d$ .

Les paramètres  $d$  et  $\Delta$  sont sensibles à la luminosité. Pour un type spectral donné, ils sont des indicateurs de magnitude absolue. La figure 10 donne, à titre d'exemple, la relation entre  $M_v$  et  $d$  ainsi qu'entre  $M_v$  et  $\Delta$ : pour le type spectral  $B_2$ . Les magnitudes absolues proviennent des mesures spectrophotométriques effectuées à Edimbourg par H. E. Butler, H. Seddon, R. Wilson, G. T. Thomson [15, 16, 17, 18]. Nous pouvons établir les relations suivantes pour des étoiles de vitesse de rotation  $< 70$  km/sec:

$$M_v = M_{v,sp}^0 + 13(\Delta_0 - \Delta_{sp})$$

et

$$M_v = M_{v,sp}^0 + 28(d_0 - d_{sp})$$

ou:  $\Delta_0$  et  $d_0$  sont les paramètres corrigés de l'effet de l'extinction interstellaire,  $\Delta_{sp}$  et  $d_{sp}$  les valeurs de  $\Delta_0$  et de  $d_0$  pour une étoile de référence d'un type spectral donné située sur la séquence d'âge 0,  $M_{v,sp}^0$  la magnitude absolue visuelle de cette étoile de référence. Ces relations nous montrent que dans l'intervalle spectral considéré  $\Delta_0$

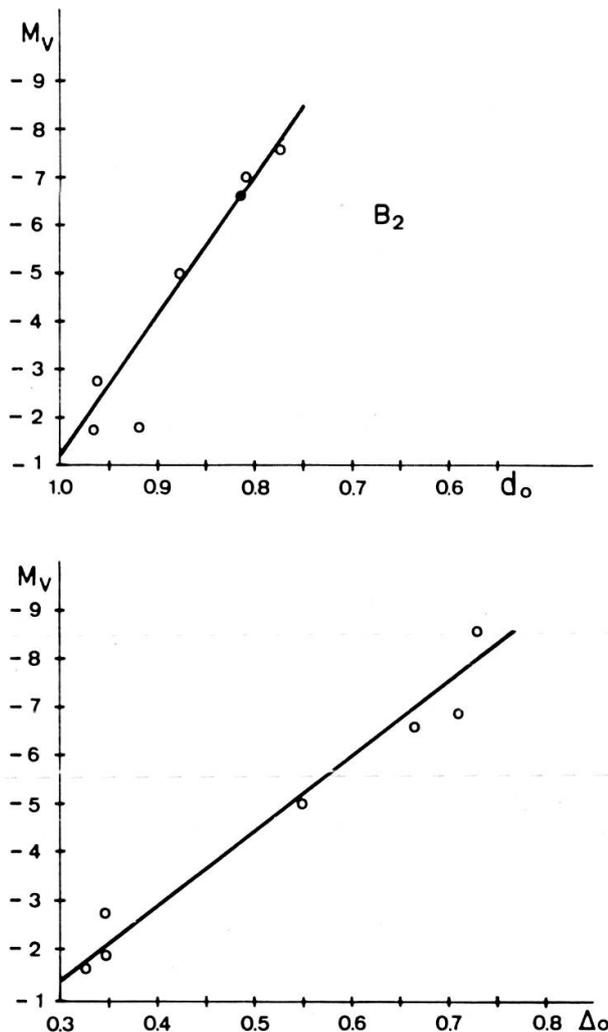


FIG. 10.

et  $d_0$  diminuent lorsque la luminosité augmente. Dans le diagramme  $d, \Delta$ , les étoiles géantes, de rotation nulle, vont se trouver au-dessus de la ligne tracée dans la figure 8. L'écart à cette ligne est proportionnel à l'écart en magnitude absolue de l'étoile considérée à la magnitude absolue de l'étoile de même type spectral de la séquence d'âge 0 et de rotation nulle.

$$\delta d_{M_v} = -0,014 \Delta M_v \quad \text{avec} \quad \Delta M_v = M_v - M_{v,sp}^0$$

donc un accroissement de luminosité a un effet opposé à un accroissement de la vitesse de rotation. Les vitesses de rotation des étoiles géantes sont donc sous-estimées. Vu l'imprécision de l'estimation de  $\delta d$ , il est inutile de tenir compte des écarts inférieurs à  $\Delta M_v = 1,5$  magnitudes. La ligne continue du diagramme  $d, \Delta$  de la figure 8 peut donc être acceptée comme référence, entre  $B_0$  et  $B_5$  pour des étoiles de classe de luminosité V, IV et IV-III.

#### 6. ESTIMATION DE LA VARIATION DE LOG $T$ PRODUITE PAR LA ROTATION

Les travaux de W. Roxburgh et P. A. Strittmatter [19], ainsi que ceux de G. W. Collins et J. P. Harrington [20] montrent théoriquement que dans un diagramme couleur-luminosité les lieux des étoiles d'une masse donnée, mais de vitesses de rotation différentes, décrivent des courbes variées qui dépendent de l'orientation de l'axe de rotation. En première approximation, la luminosité et  $\log T_e$  varient avec le carré de la vitesse angulaire. Nous essayons ci-dessous de mettre en évidence expérimentalement cette variation. Il y a cependant quelques difficultés à le faire

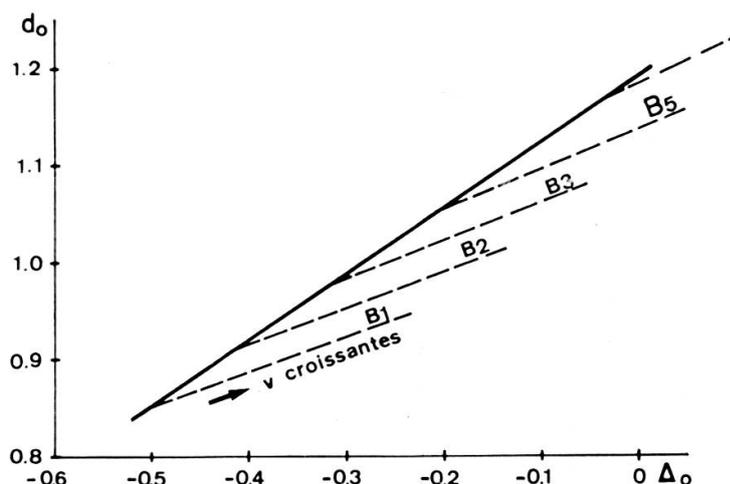


FIG. 11.

car les étoiles chaudes sont rarement non rouges et les indices de couleurs  $B-V$  ou  $B_2-V_1$  varient très peu avec la température. Quant aux indices  $U-B$ ,  $U-B_2$ , et les paramètres  $\Delta$  et  $d$ , leurs variations dépendent de la température et de la luminosité. Cependant, les modèles de G. W. Collins et J. P. Harrington [20] montrent que le plus grand écart de magnitude absolue que l'on peut avoir avec des étoiles atteignant la vitesse de rupture est de 0,5 mag. Dans le meilleur des cas, c'est-à-dire avec le paramètre  $\Delta$ , ceci conduit à un écart de  $\pm 0,04$  lorsque la vitesse de rupture est atteinte. Or les variations observées de  $\Delta$  et celles que l'on peut extrapoler avec la relation linéaire (qui est la plus favorable) nous montrent qu'à la vitesse de rupture

(laquelle est  $> 400$  km/sec) l'écart en  $\Delta$  que nous allons établir ci-dessous sera au moins de l'ordre de 0,3. Nous pouvons donc considérer que les variations de  $\Delta$ , de  $U-B_2$ ,  $U-G$ , etc. sont représentatives surtout d'une variation de  $\log Te$ . Pour mettre en évidence la variation de  $\Delta$  provenant de la rotation nous construisons à nouveau (fig. 11) un diagramme  $d_0$ ,  $\Delta_0$ , où nous distinguons nettement les étoiles de même type spectral. Nous voyons alors que les étoiles d'un même type spectral peuvent être réunies dans des bandes. A l'intérieur d'une de ces bandes, les étoiles de grande vitesse de rotation se trouvent les plus éloignées de la ligne de rotation nulle. Les frontières qui délimitent ces bandes sont grossièrement des droites parallèles et peuvent nous servir à définir des lignes de réduction d'une étoile de vitesse de rotation  $v$  à sa position à  $v = 0$ . Ces lignes sont appelées «lignes de rotation croissante».

La réduction d'une étoile de vitesse de rotation  $v$  à  $v = 0$  entraîne une diminution de  $\Delta_0$  de

$$\delta\Delta_0 = 7 \cdot 10^{-4} \cdot v.$$

Ce coefficient  $7 \cdot 10^{-4}$  est une valeur moyenne pour les types spectraux  $B_1-B_5$  obtenue en portant l'écart  $\delta d$  en fonction de  $\Delta_0$  pour des étoiles d'un même type spectral.

Pour établir la relation avec les températures effectives nous avons utilisé les résultats de E. Peytremann [21] obtenus en calculant  $\Delta$  à l'aide des modèles stellaires de Mihalas (*Apj.*, suppl. 92). N'étant pas intéressé par la valeur absolue de  $\log Te$ , mais au rapport

$$\frac{\delta \log Te}{\delta \Delta}$$

nous pouvons vérifier grossièrement que l'ordre de grandeur de cette dérivée est correct. Dans ce but, nous avons établi le  $\Delta$  minimum pour chaque type spectral que nous avons porté en fonction de la température effective révisée établie par P. L. Harris dans *Basic astronomical data*. Nous trouvons

$$\frac{\delta \log Te}{\delta \Delta} = \frac{1}{2}$$

en accord avec les résultats fournis par les modèles signalés ci-dessus. D'où finalement

$$\delta \log Te = 3,5 \cdot 10^{-4} \cdot v.$$

Ceci nous conduit aux effets suivants sur les indices de couleur

$$\begin{aligned} \delta(B-V) &= 2,6 \cdot 10^{-4} \cdot v \\ \delta(U-B) &= 8,5 \cdot 10^{-4} \cdot v \\ \delta(B_2-G) &= 1,4 \cdot 10^{-4} \cdot v \\ \delta(B_2-V_1) &= 1,8 \cdot 10^{-4} \cdot v \end{aligned}$$

Sachant que les vitesses  $v$  sont généralement comprises (sans aller jusqu'aux vitesses de rupture) entre 0 et 300, nous voyons que  $(U-B)$  peut s'étendre sur presque 0,2 magnitude pour un type spectral donné: ceci est bien conforme à ce que nous observons. Il est difficile de vouloir le montrer avec plus de précision car entre  $B_0$  et  $B_5$  la dépendance ou l'indépendance du type spectral vis-à-vis de la rotation dépend des critères de classification utilisés. Ce serait une étude fort longue que de s'assurer que toutes les étoiles  $B$  utilisées ici ont été classées selon les critères *MKK* qui paraissent être indépendants de la rotation au moins pour  $v < 250$  km/sec.

#### 7. EFFETS DE LA ROTATION SUR LES INDICES $UV$ OBTENUS PAR SATELLITE

Un indice de couleur  $(m_{1376}-V)$  corrigé de l'extinction interstellaire a été obtenu pour 96 étoiles par A. M. Smith [22]. Nous avons construit pour chaque type spectral un diagramme ayant l'indice  $(m_{1376}-V)$  en ordonnée et  $v \sin i$  en abscisse. Là encore, on peut établir une ligne frontière. Entre  $B_0$  et  $B_5$  pour les étoiles de classe IV et V on obtient

$$\delta(m_{1376} - V) = (27 \pm 10) \cdot 10^{-4} \cdot v.$$

De la relation entre l'indice de couleur  $(m_{1376}-V)$  et le type spectral, donnée par Smith, et de celle du type spectral avec la température effective aussi donnée par cet auteur, on tire la relation différentielle suivante

$$7 \cdot \delta \log Te \cong \delta(m_{1376} - V)$$

qui conduit donc à

$$\delta \log Te \cong 3,85 \cdot 10^{-4} \cdot v$$

en bon accord avec la relation précédente.

#### 8. EFFET DE LA ROTATION SUR LA POSITION DES ÉTOILES CHAUDES DANS LE DIAGRAMME $HR$

Pour les études d'évolution dans la région des étoiles chaudes, il y a intérêt à construire des diagrammes  $HR$  en portant l'indice de couleur  $U-B$  en abscisse ou le paramètre  $\Delta$ . Ces deux grandeurs sont en effet particulièrement sensibles à la température. C'est cette propriété qui avait conduit à distinguer deux séquences dans le diagramme  $HR$  des Pléiades [23]. Nous pouvons constater maintenant que l'écart en  $\Delta$  entre ces séquences est en accord avec la différence des vitesses de rotation. Ces deux séquences apparaissent aussi dans le diagramme  $\lambda, D$  de la spectrophotométrie de Chalonge. Là aussi, l'écart en  $D$  est en accord avec la variation de température effective produite par la rotation et calculée avec les formules du chapitre précédent

$$(\delta\Delta = 3\delta D \quad \text{d'où} \quad \delta \log Te = 1,5 \delta D \quad \text{et} \quad \delta D = 2,3 \cdot 10^{-4} v ,$$

relations valables pour les étoiles  $B_1$ - $B_5$ ).

En restant dans un diagramme  $HR$  traditionnel du type  $M_v$ ,  $B-V$  nous pouvons constater qu'une étoile qui tourne rapidement est très éloignée de la séquence principale. Ceci provient du fait que entre 0 et  $B_5$  la séquence d'âge zéro a une pente très grande

$$\frac{\Delta M_v}{\delta(B-V)} = 25$$

et elle passe à 4,5 à partir de  $B_7$ .

D'où une étoile d'un indice de couleur  $(B-V)_0$  à la rotation nulle s'écarte de la séquence principale de

$$\Delta M_v = 25 \cdot 2,6 \cdot 10^{-4} \cdot v = 65 \cdot 10^{-4} \cdot v$$

à la rotation  $v$ .

Donc à indice de couleur donné, les étoiles de rotation  $v$  s'écartent de la séquence principale de  $65 \cdot 10^{-4} \cdot v$ . Le diagramme  $d, \Delta$ , où l'écart  $\delta d$  ne dépend que de la rotation (pour les classes de luminosité V, IV en tout cas), nous aide à séparer les étoiles de grande vitesse des étoiles de haute luminosité. Il ne nous a pas été possible de démontrer si  $\Delta M$  varie avec le carré de la vitesse ou avec la vitesse seulement, bien que la variation avec  $v$  paraisse la plus satisfaisante. En admettant une même valeur de  $\Delta M$  pour  $v = 200$  km/sec nous trouvons que si  $\Delta M$  varie avec  $v^2$ , alors  $\Delta M = 3,2 \cdot 10^{-5} \cdot v^2$ . Le coefficient de  $v^2$  est beaucoup plus élevé que pour les types plus avancés que  $A_0$ . Ceci provient seulement de la pente de la séquence principale qui est cinq à six fois plus grande que dans la région des  $A_0$ .

## 9. CONCLUSIONS

Nous avons montré que le coefficient  $\kappa$  de l'expression

$$\Delta M_v = \kappa v^2$$

varie avec le type spectral

$$\begin{array}{ll} \kappa \cong 0,5 \cdot 10^{-5} & \text{entre } A_0 \text{ et } A_7 \\ 1 \text{ à } 1,7 \cdot 10^{-5} & \text{au delà de } F_0 \\ 3,2 \cdot 10^{-5} & \text{entre } B_0 \text{ et } B_5 \end{array}$$

et

$$\Delta M_v = 65 \cdot 10^{-4} v \quad \text{cas de la relation linéaire.}$$

Entre  $B_0$  et  $B_5$  une relation linéaire paraît préférable pour les étoiles dont la vitesse de rotation est inférieure à 200 km/sec.

Nous avons vu aussi que la rotation entraîne les effets suivants sur la température effective

$$\delta \log Te \cong 0,6 \cdot 10^{-6} \cdot v^2 \text{ aux environs de } F_5.$$

Nous pouvons, à partir de la pente de la séquence principale dans le diagramme couleur-luminosité, déduire que pour les étoiles  $A_0-A_7$  nous aurons approximativement

$$\delta \log Te \cong 0,3 \cdot 10^{-6} \cdot v^2 \quad (A_0 - A_7)$$

sachant que  $\kappa$  est la moitié de la valeur atteinte pour les étoiles  $F_5$ .

Pour les étoiles chaudes, de type spectral compris entre  $B_0$  et  $B_5$  nous avons

$$\delta \log Te = 3,5 \cdot 10^{-4} v \quad B_0-B_5$$

cas linéaire.

Il n'est pas possible, dans ce cas, de distinguer avec sécurité si on a une relation linéaire ou parabolique. Si pour pouvoir cependant comparer avec les relations obtenues pour les autres types nous utilisons une relation parabolique, celle-ci doit coïncider avec la relation linéaire vers  $v = 200$  km/sec. On obtient:

$$\delta \log Te = 3,5 \cdot 10^{-6} \cdot v^2 \quad (B_0-B_5).$$

En indice de couleur  $B-V$ , les écarts produits par la rotation sont donnés par:

$$\begin{aligned} \delta(B-V) &= 2 \cdot 10^{-6} \cdot v^2 && \text{au delà de } F_0 \\ \delta(B-V) &= 0,6 \cdot 10^{-6} \cdot v^2 && A_0-A_7 \\ \delta(B-V) &= 1,3 \cdot 10^{-6} \cdot v^2 && B_0-B_5 \\ \delta(B-V) &= 2,6 \cdot 10^{-4} \cdot v && B_0-B_5 \text{ relation linéaire.} \end{aligned}$$

Les effets obtenus ici pour les étoiles chaudes sont deux fois plus élevés que ceux prédits théoriquement par G. W. Collins et J. P. Harrington [20]. Quant aux étoiles  $A_0-A_7$ , les effets sont en accord avec les modèles d'étoiles à rotation uniforme et atmosphère grise de Roxburgh et Strittmatter [19]. Les étoiles plus froides que  $F_0$  suivent plutôt les modèles théoriques à rotation non uniforme, cas des rotations lentes, dont le coefficient  $\kappa$  est donné par Strittmatter et Sargent [3].

*Observatoire de Genève.*

MG/as/7.3.1968.

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] GOLAY, M., G. GOY. 1965. *Publ. Obs. Genève*, série A, n° 71.
- [2] RUFENER, F., B. HAUCK, G. GOY, E. PEYTRMANN, A. MAEDER. 1966. *J. Observateurs*, vol. 49, n°s 11-12.
- [3] STRITTMATTER, P. A., SARGENT, W. L. W., 1966. *Astrophys. J.*, 145, 130.
- [4] HUANG, D., O. STRUVE. 1964. *Stellar rotation and atmospheric turbulence in « Stellar atmospheres »*. Ed. J. L. Greenstein, Univ. of Chicago Press.
- [5] ALLEN, C. W. 1963. *Astrophysical Quantities*. Univ. of London, The Athlone Press.

- [6] HAUCK, B. 1966. *Publ. Obs. Genève*, série A, n° 72.
- [7] CRAWFORD, D. L., C. L. PERRY. 1966. *Astr. J.*, 71, 206.
- [8] KRAFT, R. P. et M. H. WRUBEL. 1965. *Astrophys. J.*, 142, 703.
- [9] HAUCK, B. 1967. Thèse, Observatoire de Genève.
- [10] JOHNSON, H. L. 1952. *Astrophys. J.*, 116, 640.
- [11] TREANOR, Fr. P. J. 1960. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 121, 503.
- [12] ABT, H. A., F. H. CHAFFEE. 1967. *Astrophys. J.*, 148, 459.
- [13] KRAFT, R. P. 1967. *Astrophys. J.*, 148, 129.
- [14] BOYARCHUK, A. A., I. M. KOPYLOV. 1964. *Izv. Krymskoj Astrolozoceskoj OBS*, vol. 31.
- [15] WILSON, R. 1956. *Publ. R. Obs. Edinburgh.*, vol. II, 1.
- [16] BUTLER, H. E., H. SEDDON. 1958. *Publ. R. Obs. Edinburgh*, vol. II, 4.
- [17] —, H. SEDDON. 1960. *Publ. R. Obs. Edinburgh*, Vol. II, 5.
- [18] —, G. I. THOMPSON. 1961. *Publ. R. Obs. Edinburgh*, vol. II, 6.
- [19] ROXBURGH, W., P. A. STRITTMATTER. 1965. *Z. Astrophys.*, 63, 15.
- [20] COLLINS, G. W., J. P. HARRINGTON. 1966. *Astrophys. J.*, 146, 152.
- [21] PEYREMAN, E. 1967. Note interne Obs. Genève.
- [22] SMITH, A. M. 1967. *Astrophys. J.*, 147, 158.
- [23] GOLAY, M. 1964. *Publ. Obs. Genève*, série A, n° 68.

Manuscrit reçu le 30 mai 1968.