

Zeitschrift:	Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber:	Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band:	12 (1959)
Heft:	3
Artikel:	Photométrie en trois couleurs du corps noir : effets de la largeur de la bande passante des filtres sur l'excès de couleur
Autor:	Golay, M.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-739067

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: 29.01.2026

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

PHOTOMÉTRIE EN TROIS COULEURS DU CORPS NOIR

Effets de la largeur de la bande passante
des filtres sur l'excès de couleur

PAR

M. GOLAY

Résumé. — Nous avons calculé: les magnitudes, les indices de couleur, les longueurs d'onde effectives, les excès de couleur, les rapports $\frac{E_u}{E_y}$ et $\frac{A_v}{E_y}$ pour des étoiles rayonnant comme des corps noirs à différentes températures et dont le rayonnement traverse diverses épaisseurs de matière interstellaire. Le système photométrique est proche du système U, B, V, mais pas identique. Nous avons étudié l'effet de la largeur de la bande passante des filtres utilisés et nous signalons une condition que doivent remplir les filtres pour que les rapports $\frac{E_u}{E_y}$ et $\frac{A_v}{E_y}$ varient le moins possible avec la température des étoiles et la quantité de matière interstellaire traversée.

1. INTRODUCTION.

Nous nous proposons, dans ce travail, d'étudier le diagramme à deux indices de couleur U-B/B-V de corps noirs à différentes températures et placés derrière diverses épaisseurs de matière interstellaire. Les couleurs U, B, V sont proches de celles de Johnson et Morgan [1] mais pas absolument identiques et cela peut conduire à des différences sensibles dans le comportement des excès de couleur. Il est important de connaître l'ordre de grandeur de la courbure des lignes de rougissement car le grand intérêt des photométries en plusieurs couleurs réside dans la possibilité de déterminer, à l'aide de ces lignes, un type spectral approché et de pouvoir estimer la quantité de matière absorbante traversée par le rayonnement.

TABLEAU 1.

Couleurs	U		B		V	
	Filtres	λ (Å)	Filtres	λ (Å)	Filtres	λ (Å)
	UG2 2 mm $\Phi(\lambda)$		BG12 2 mm + GG13 2 mm $\Phi(\lambda)$		OG4 2 mm $\Phi(\lambda)$	
2900	0,00	3600	0,00	5000	0	
2950	0,05	3650	0,19	5040	0,42	
3000	0,22	3700	0,85	5070	1,11	
3050	0,74	3750	2,17	5100	2,96	
3100	1,97	3800	3,73	5130	5,49	
3150	3,60	3850	5,18	5170	8,00	
3200	5,00	3900	6,60	5200	8,90	
3250	5,55	3950	7,68	5250	9,49	
3300	5,27	4000	8,65	5300	9,36	
3350	4,92	4050	9,27	5350	9,00	
3400	5,35	4100	9,60	5400	8,55	
3450	6,90	4150	9,65	5450	8,11	
3500	10,35	4200	9,62	5500	7,68	
3550	11,15	4250	9,47	5600	6,83	
3600	11,50	4300	9,24	5700	6,07	
3650	11,60	4350	8,97	5800	5,40	
3700	11,18	4400	8,68	5900	4,81	
3750	10,20	4450	8,35	6000	4,28	
3800	8,40	4500	7,98	6100	3,82	
3850	5,88	4550	7,54	6200	3,40	
3900	3,07	4600	6,94	6300	3,01	
3950	1,06	4650	6,08	6400	2,65	
4000	0,17	4700	4,97	6500	2,39	
4050	0	4750	3,95	6800	1,60	
		4800	2,87	7100	1,01	
		4850	1,91	7400	0,52	
		4900	1,23	7700	0,15	
		4950	0,74	8000	0,00	
		5000	0,44			
		5050	0,29			
		5100	0,13			
		5200	0,00			
$\lambda_0 = \frac{\int \lambda \Phi(\lambda) d\lambda}{\int \Phi(\lambda) d\lambda}$		3542 Å	4265 Å	5818 Å		

2. MATÉRIEL UTILISÉ.

Les filtres sont ceux que nous avons employés lors d'une étude de l'absorption interstellaire dans la région de NB 144 et décrits dans [2]. La cellule est à multiplication d'électrons de Lallemand; nous avons utilisé la courbe de sensibilité spectrale publiée dans l'ouvrage de Surugue [3].

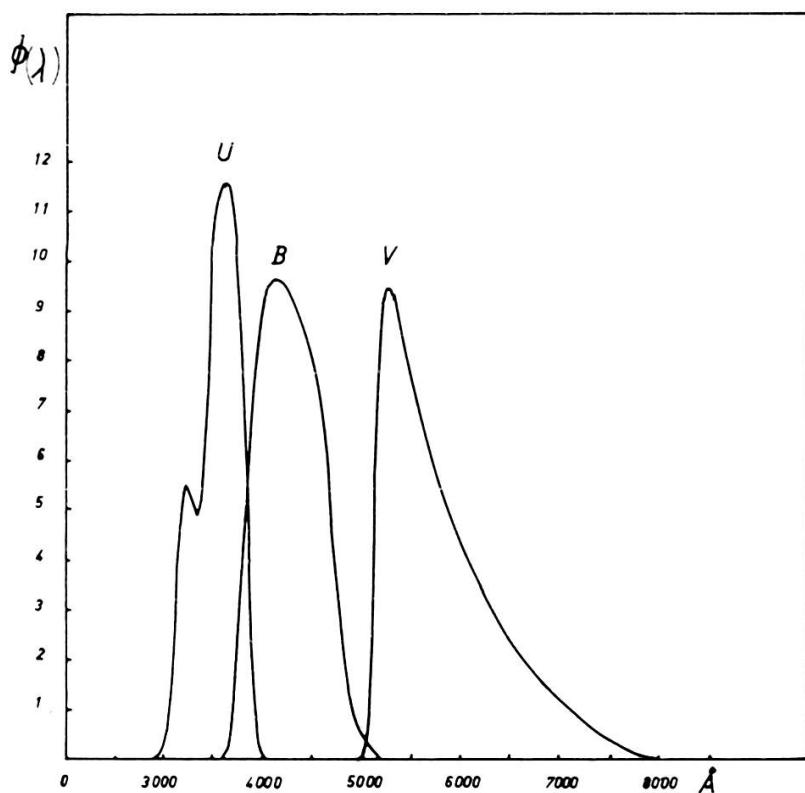


Fig. 1.

Nous avons tenu compte de deux réflexions sur surfaces aluminiées et d'une absorption dans une lentille de Fabry en uviol WG 7 de 6 mm d'épaisseur. La courbe exprimant la fraction de lumière réfléchie à diverses longueurs d'onde des surfaces aluminiées a été empruntée à l'ouvrage de Danjon et Couder [4]. Le tableau 1 donne la réponse $\Phi(\lambda)$ en unités arbitraires des filtres envisagés pour une répartition uniforme de l'énergie. Ces courbes sont représentées dans la figure 1.

La loi d'absorption interstellaire adoptée entre 3129 Å et 6113 Å, est celle de M^{me} Divan (la courbe utilisée a été très

légèrement lissée). Pour les longueurs d'onde plus grandes, nous avons extrapolé en suivant la courbe de Whitford [6]. La figure 2 représente la variation du coefficient d'absorption interstellaire telle que la présente M^{11e} Divan, page 66 de [5]. Nous avons admis que $K_\lambda \rightarrow -3$ pour $\lambda \rightarrow \infty$. Nous avons aussi fait l'hypothèse qu'il n'y a pas d'absorption neutre et nous avons posé:

$$a_\lambda = \frac{K_\lambda + 3}{1,086} \quad (1)$$

ce qui nous permettra de calculer l'absorption totale.

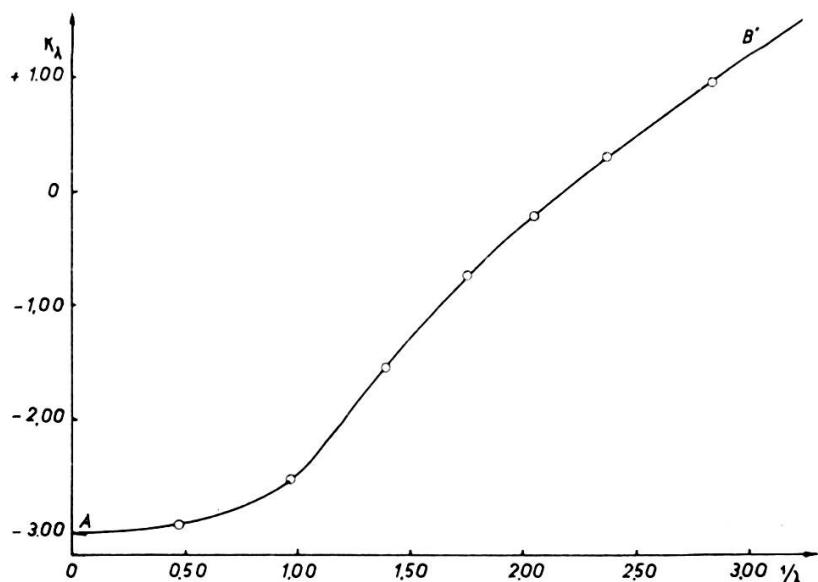


Fig. 2.

Le coefficient K_λ est tel que si I est le flux reçu, I_0 le flux initial émis par une étoile.

$$\log_{10} I_0 - \log_{10} I = M (K_\lambda + 3) .$$

D'où:

$$\begin{aligned} \log_{10} e (\log_e I_0 - \log_e I) &= M (K_\lambda + 3) \\ I &= I_0 e^{-\frac{M (K_\lambda + 3)}{\log_{10} e}} \end{aligned} \quad (2)$$

Formons l'excès de couleur:

$$(B - V)_{\text{abs}} - (B - V)_{\text{intr}} = 2,5 M (K_B - K_V) = E_y$$

Désignons par d une quantité que nous appellerons l'épaisseur de matière interstellaire :

$$d = 2,5 \text{ M}$$

M est la masse de matière interstellaire de [5]. La différence $K_B - K_V$ étant proche de 1, nous avons d proche de E_y . En introduisant d , l'expression (2) s'écrit :

$$I = I_0 e^{-a_\lambda d} \quad (3)$$

Le tableau 2 donne les valeurs de a_λ utilisées.

TABLEAU 2.

λ (Å)	a_λ						
2900	4,542	4100	3,140	5300	2,278	6500	1,690
3000	4,350	4200	3,053	5400	2,221	6800	1,582
3100	4,180	4300	2,981	5500	2,161	7100	1,482
3200	4,030	4400	2,902	5600	2,108	7400	1,395
3300	3,900	4500	2,821	5700	2,050	7700	1,313
3400	3,792	4600	2,750	5800	1,995	8000	1,240
3500	3,688	4700	2,679	5900	1,942		
3600	3,579	4800	2,612	6000	1,885		
3700	3,471	4900	2,540	6100	1,855		
3800	3,370	5000	2,473	6200	1,808		
3900	3,289	5100	2,409	6300	1,768		
4000	3,215	5200	2,346	6400	1,730		

3. MAGNITUDES. INDICES DE COULEUR.
EXCÈS DE COULEUR. ABSORPTION TOTALE.
LONGUEURS D'ONDE EFFECTIVES.

Les calculs ont été effectués par M^{lle} F. Ravier et MM. J.-F. Zuber et J.-P. Imhof. Les magnitudes sont à une constante près. Les épaisseurs de matière interstellaire vont jusqu'à $d = 7$, ce qui correspond à un excès de couleur de sept magnitudes environ, cette valeur de d est pratiquement exagérée; mais nous sommes allés jusque-là afin de mettre en évidence les tendances éventuelles des droites de rougissement.

TABLEAU 3.
Les magnitudes.

d =	0			1/2			1		
	T	U	B	V	U	B	V	U	B
9000°	— 21,662	— 21,791	— 21,396	— 19,694	— 20,162	— 20,283	— 17,734	— 18,546	— 19,489
12000°	— 22,943	— 22,854	— 22,232	— 20,934	— 21,218	— 21,413	— 18,970	— 19,595	— 20,012
18000°	— 24,225	— 23,991	— 23,462	— 22,239	— 22,349	— 22,037	— 20,267	— 20,720	— 20,930
25000°	— 25,034	— 24,710	— 23,776	— 23,043	— 23,065	— 22,649	— 21,068	— 21,433	— 21,538
35000°	— 25,711	— 25,327	— 24,322	— 23,718	— 23,680	— 23,493	— 21,740	— 22,046	— 22,080
50000°	— 26,320	— 25,895	— 24,841	— 24,325	— 24,247	— 23,710	— 22,346	— 22,611	— 22,595

d =	2			5			7		
	T	U	B	V	U	B	V	U	B
9000°	— 13,857	— 15,355	— 17,060	— 2,453	— 0,608	— 11,174	+ 5,017	— 0,443	— 7,611
12000°	— 15,079	— 16,390	— 17,867	— 3,647	— 7,082	— 11,932	+ 3,834	— 1,095	— 8,346
18000°	— 16,364	— 17,503	— 18,770	— 4,905	— 8,162	— 12,791	+ 2,589	— 2,458	— 9,483
25000°	— 17,158	— 18,209	— 19,372	— 5,684	— 8,851	— 13,370	+ 1,814	— 2,839	— 9,749
35000°	— 17,825	— 18,818	— 19,909	— 6,342	— 9,449	— 13,892	+ 1,461	— 3,434	— 10,263
50000°	— 18,428	— 19,380	— 20,421	— 6,938	— 10,003	— 14,393	+ 0,568	— 3,980	— 10,758

TABLEAU 4.

Les longueurs d'onde effectives (Å).

d =	0			½			1		
	T	U	B	V	U	B	V	U	B
9000°	3547,6	4260,9	5722,6	3571,3	4292,7	5789,3	3593,4	4324,8	5862,6
12000°	3533,7	4244,9	5698,3	3558,2	4276,4	5762,4	3581,2	4308,5	5833,4
18000°	3520,3	4230,2	5674,1	3545,6	4261,5	5738,8	3569,4	4293,5	5807,2
25000°	3513,5	4222,8	5666,7	3539,1	4254,0	5721,2	3563,3	4285,9	5794,3
35000°	3508,8	4217,9	5659,8	3534,6	4248,9	5719,4	3559,1	4280,8	5785,7
50000°	3505,6	4244,5	5654,9	3531,5	4245,5	5713,9	3556,2	4277,3	5779,7

d =	2			5			7		
	T	U	B	V	U	B	V	U	B
9000°	3633,0	4389,0	6026,3	3719,0	4563,4	6554,2	3757,1	4655,1	6835,2
12000°	3622,6	4373,4	5992,6	3712,8	4551,0	6521,9	3752,6	4645,4	6811,0
18000°	3612,5	4358,3	5962,6	3706,8	4539,3	6491,8	3748,1	4636,3	6788,3
25000°	3607,2	4350,8	5947,6	3703,6	4533,3	6476,4	3745,9	4631,5	6776,4
35000°	3603,6	4345,7	5937,4	3701,5	4529,2	6465,7	3744,3	4628,3	6768,2
50000°	3604,1	4342,2	5930,3	3700,0	4526,4	6458,2	3743,2	4626,1	6762,4

TABLEAU 5.

Les indices de couleur.

d = T	0		1/2		1		2		3		5		7	
	U-B	B-V	U-B	B-V										
9000°	+ 0,430	- 0,396	+ 0,471	+ 0,421	+ 0,812	+ 0,643	+ 1,498	+ 1,705	+ 3,629	+ 5,092	+ 5,430	+ 5,499		
12000°	- 0,059	- 0,622	+ 0,284	- 0,105	+ 0,625	+ 0,417	+ 1,311	+ 1,477	+ 3,435	+ 4,850	+ 4,929	+ 7,251		
18000°	- 0,234	- 0,829	+ 0,140	- 0,342	+ 0,453	+ 0,210	+ 1,439	+ 1,268	+ 3,257	+ 4,630	+ 4,747	+ 7,025		
25000°	- 0,323	- 0,934	+ 0,022	- 0,446	+ 0,365	+ 0,405	+ 1,052	+ 1,462	+ 3,467	+ 4,518	+ 4,653	+ 6,910		
35000°	- 0,383	- 1,005	- 0,038	- 0,487	+ 0,306	+ 0,034	+ 0,993	+ 1,021	+ 3,406	+ 4,443	+ 4,591	+ 6,833		
50000°	- 0,425	- 1,055	- 0,079	- 0,537	+ 0,266	- 0,016	+ 0,952	+ 1,041	+ 3,064	+ 4,390	+ 4,548	+ 6,778		

TABLEAU 6.

Les excès de couleur.

d =	½		1		2		5		7	
	T	E _u	E _y	E _u						
9000°	0,341	0,517	0,682	1,039	1,368	2,101	3,500	5,487	5,000	7,894
12000°	0,343	0,517	0,684	1,038	1,370	2,098	3,494	5,471	4,988	7,872
18000°	0,344	0,517	0,687	1,038	1,373	2,097	3,491	5,459	4,981	7,853
25000°	0,345	0,518	0,689	1,039	1,375	2,096	3,490	5,452	4,977	7,844
35000°	0,346	0,518	0,690	1,039	1,376	2,096	3,490	5,448	4,975	7,838
50000°	0,346	0,518	0,690	1,039	1,377	2,095	3,490	5,445	4,973	7,833

TABLEAU 7.

Le rapport $\frac{E_u}{E_y}$

T	d	½	1	2	5	7
9000°	0,660	0,657	0,651	0,638	0,633	
12000°	0,663	0,659	0,652	0,639	0,634	
18000°	0,665	0,662	0,654	0,640	0,634	
25000°	0,667	0,663	0,656	0,640	0,634	
35000°	0,668	0,664	0,657	0,641	0,636	
50000°	0,669	0,665	0,657	0,641	0,635	

TABLEAU 8.

L'absorption totale A_v.

T	d	½	1	2	5	7
9000°	1,112	2,206	4,336	10,222	13,784	
12000°	1,119	2,220	4,365	10,300	13,886	
18000°	1,125	2,233	4,392	10,371	13,980	
25000°	1,128	2,239	4,405	10,407	14,027	
35000°	1,130	2,243	4,414	10,431	14,059	
50000°	1,131	2,246	4,420	10,448	14,082	

TABLEAU 9.

$$Le rapport \frac{A_v}{E_y}$$

T	d	$\frac{1}{2}$	1	2	5	7
9000°		2,152	2,124	2,064	1,863	1,746
12000°		2,164	2,139	2,081	1,883	1,764
18000°		2,174	2,150	2,095	1,900	1,780
25000°		2,179	2,155	2,101	1,909	1,788
35000°		2,182	2,159	2,106	1,915	1,794
50000°		2,184	2,162	2,109	1,919	1,798

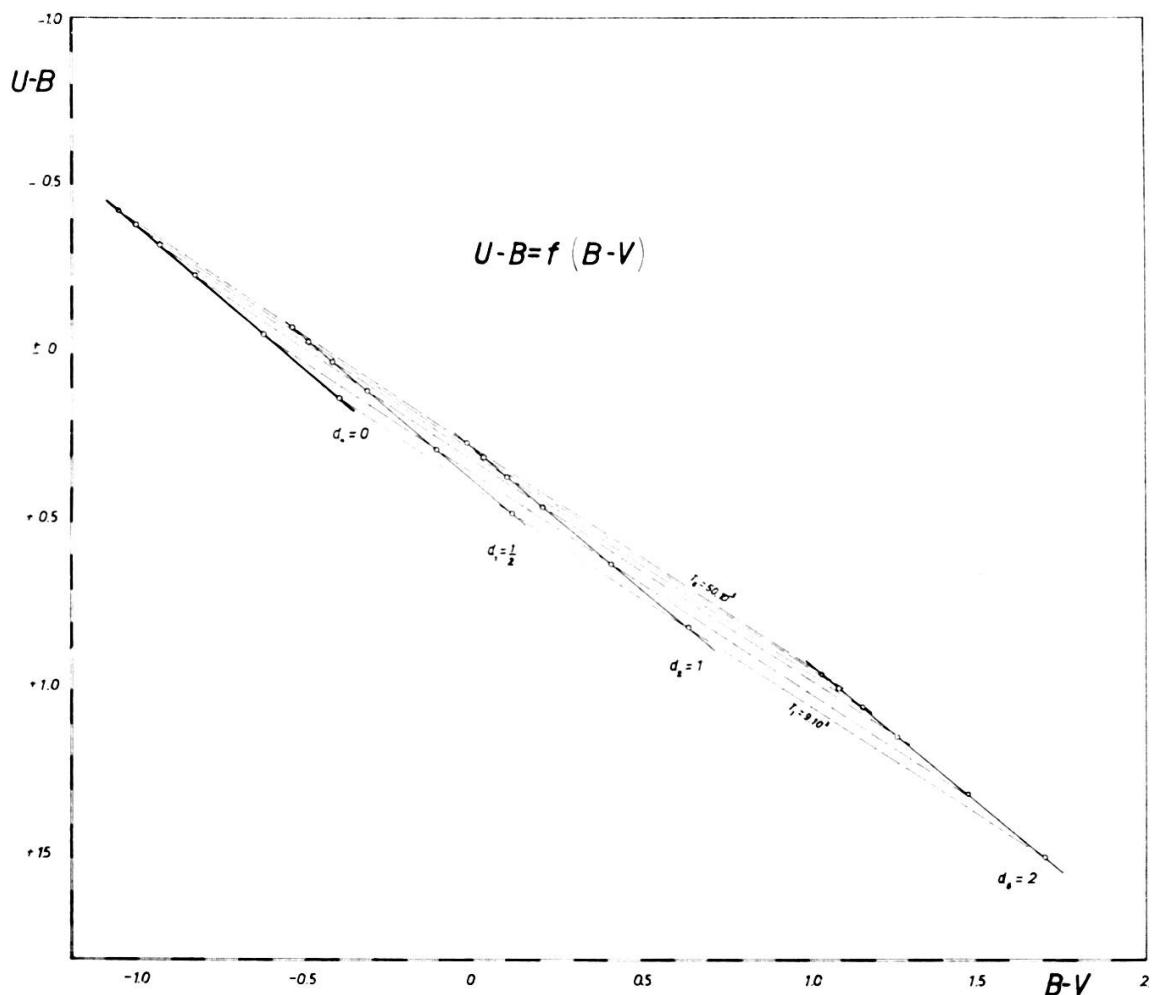


Fig. 3.

4. REMARQUES SUR LE DIAGRAMME $U-B = f(B-V)$.

La figure 3 présente ce diagramme en deux couleurs, limité à l'épaisseur $d = 2$ (pour des raisons d'encombrement). L'étude à très grande échelle des diagrammes et des tableaux précédents pour les températures comprises entre 9000 et 50.000°, nous apprend que :

- a) La relation entre $U-B$ et $B-V$ est linéaire quel que soit d compris entre 0 et 7;
 - b) Les lignes de rougissement sont pratiquement des droites pour d compris entre 0 et 2;
- En allant jusqu'à $d = 7$, nous constatons une très légère tendance à s'incurver.
- c) Les lignes de rougissement sont pratiquement parallèles;
 - d) Les droites qui expriment la relation entre $U-B$ et $B-V$ pour diverses valeurs de d sont pratiquement parallèles jusqu'à $d = 2$. Pour $d > 2$, la pente de la droite diminue légèrement; $\frac{\Delta(U-B)}{\Delta(B-V)} = 0,917$ pour $d = 0$ et $\frac{\Delta(U-B)}{\Delta(B-V)} = 0,806$ pour $d = 7$.

5. REMARQUES SUR LE DIAGRAMME $\frac{A\varphi}{E_y} = f(E_y)$.

Ce diagramme fait l'objet de la figure 4. Nous voyons que le rapport $\frac{A\varphi}{E_y}$ décroît alors que la température diminue ou que la matière interstellaire augmente. Les lieux des points à $d = \text{constante}$ sont des droites pratiquement perpendiculaires à l'axe des E_y jusqu'à $d = 1$ puis de pente négative à partir de $d = 2$. Les diverses dourbes présentent un point d'inflexion entre $d = 2$ et $d = 5$. Ces variations sont à l'inverse de celles calculées pour le système U, B, V de Johnson et Morgan et publiées dans *Astronomische Gesellschaft* [9].

6. REMARQUES SUR LES DIAGRAMMES $E_u = f(E_y)$
ET $E_u = f(d)$ OU $E_y = f(d)$.

La figure 5 montre que ni E_u , ni E_y ne sont proportionnels à l'épaisseur de matière interstellaire traversée. E_u et E_y

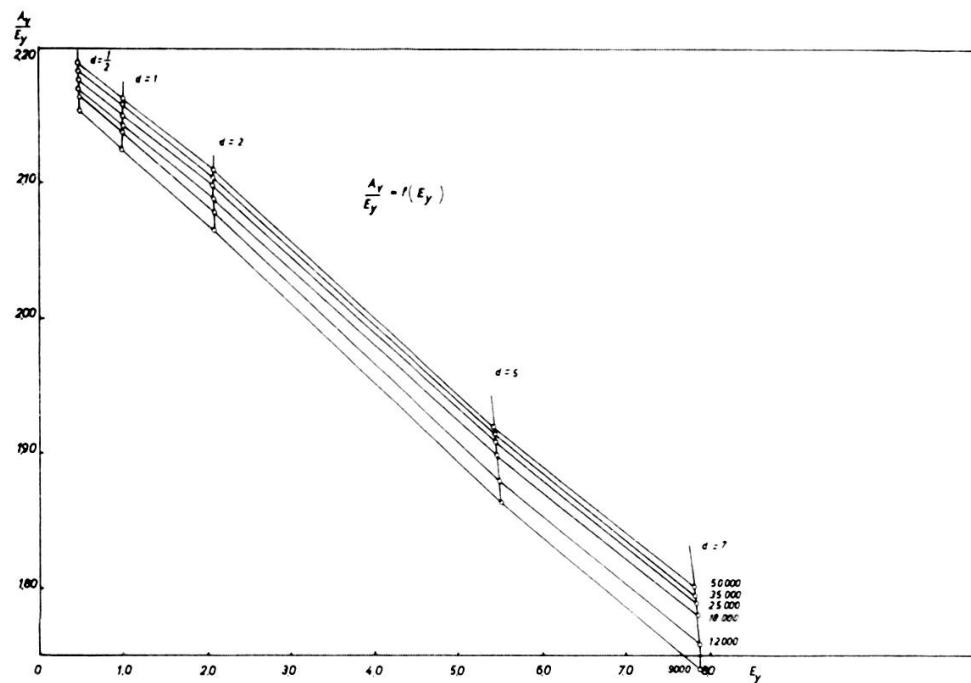


Fig. 4.

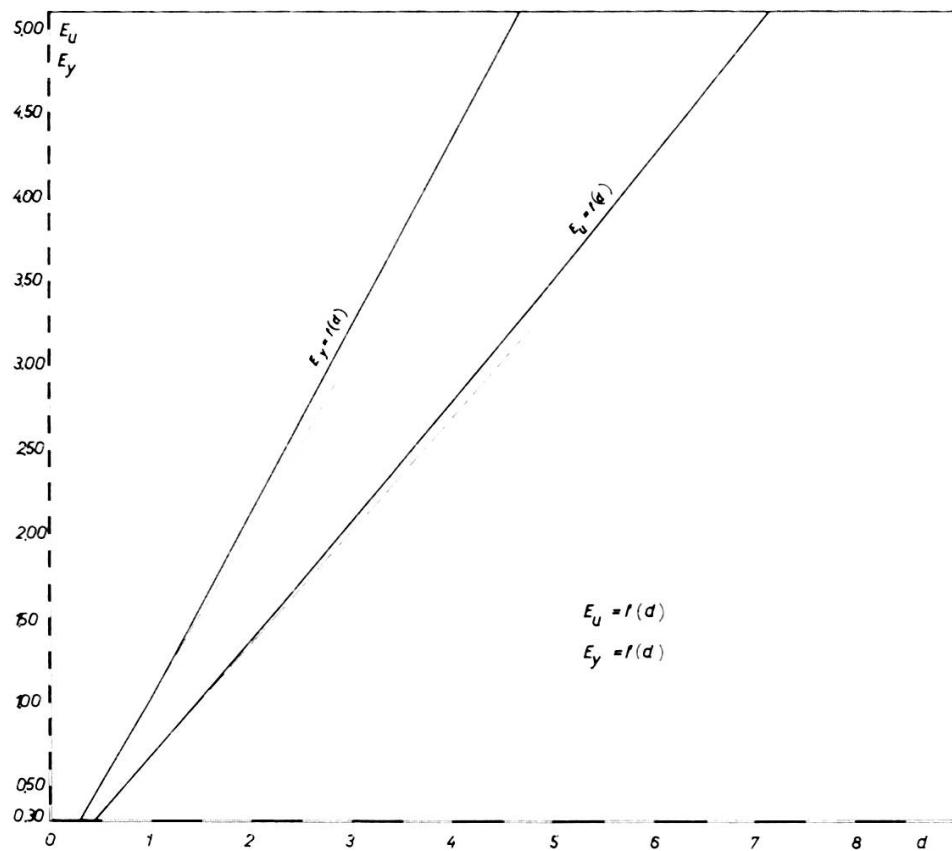


Fig. 5.

croissent plus vite que la droite tangente à l'origine de la courbe $E_u = f(d)$ ou de $E_y = f(d)$. Il est inutile de préciser à quelle température se rapporte la figure 4 car les courbes relatives aux différentes températures sont comprises dans l'épaisseur du trait. Contrairement au graphique identique établi par M^{me} Rozis-Saulgeot [7] pour le système de Johnson et Morgan les courbes $E_u = f(d)$ et $E_y = f(d)$ tournent leur courbure du même côté par rapport à leur tangente à l'origine.

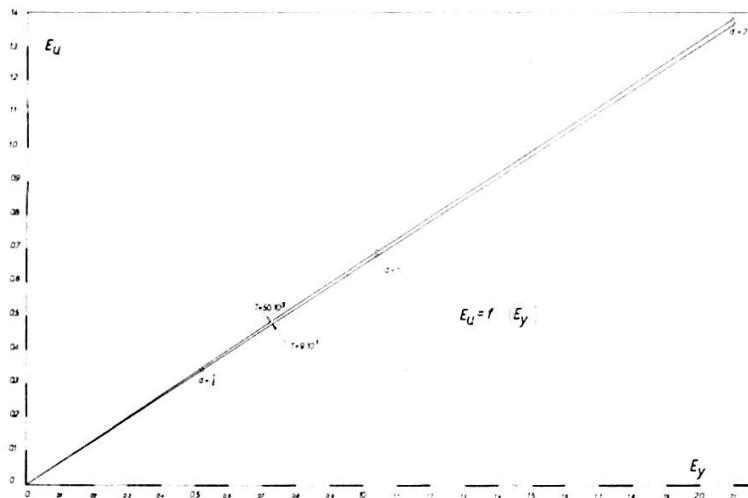


Fig. 6.

La figure 6 donne $E_u = f(E_y)$ pour deux températures 9000 et 50.000° (le dessin est limité à $d = 2$). Pour ces deux températures, les relations sont pratiquement linéaires. Il faut aller jusqu'à $d = 7$ pour constater une légère incurvation qui tend à faire diriger la concavité des courbes vers l'axe des E_y . La pente à 50.000° est légèrement plus grande qu'à 9000°. Là encore nous avons des résultats notoirement différents de ceux de M^{me} Rozis-Saulgeot dont les courbes s'éloignent nettement d'une droite et qui tournent leur concavité vers l'axe des E_u . De plus, c'est la courbe relative à 50.000° qui manifeste la pente la plus faible.

7. ETUDE DES DIVERGENCES CONSTATÉES.

Les filtres décrits au début de ce travail avaient été choisis par F. Lenouvel et devaient assurer un raccordement simple

avec ceux de Johnson et Morgan [1]. L'application a montré [2] que le filtre B introduisait quelques perturbations dues à la discontinuité de Balmer mais qui n'ont pas de conséquences pour le présent travail. Si nous calculons les longueurs d'onde moyennes du système photométrique utilisé et celles du système décrit par Johnson et Morgan, nous trouvons:

Système photométrique	λ_0 (Å)			μ^2 (unités μ^2)		
	U	B	V	U	B	V
(A) Johnson et Morgan [1]	3499	4425	5539	$4,605 \cdot 10^{-4}$	$1,360 \cdot 10^{-3}$	$1,381 \cdot 10^{-3}$
(B) Golay [2]	3542	4265	5818	$4,443 \cdot 10^{-4}$	$8,34 \cdot 10^{-4}$	$3,275 \cdot 10^{-3}$

Système photométrique	$\left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^2$		
	U	B	V
(A) Johnson et Morgan [1]	$3,76 \cdot 10^{-3}$	$6,95 \cdot 10^{-3}$	$45,0 \cdot 10^{-3}$
(B) Golay [2]	$3,54 \cdot 10^{-3}$	$4,584 \cdot 10^{-3}$	$9,67 \cdot 10^{-3}$

où

$$\mu^2 = \frac{\int (\lambda - \lambda_0)^2 \Phi(\lambda) d\lambda}{\int \Phi(\lambda) d\lambda} \quad (4)$$

La non linéarité des relations $E_y = f(d)$, $E_u = f(d)$ et la variation du rapport $\frac{E_u}{E_y}$ sont des effets des bandes passantes des divers filtres utilisés. Nous avons étudié dans un précédent travail [8] les effets des différences entre les bandes passantes des filtres.

Nous avons obtenu l'expression suivante pour l'indice de couleur établi à partir de deux filtres dont les longueurs d'onde moyennes (voir définition dans le tableau 1) sont λ_1 et λ_2 :

$$C_{\lambda_1 \lambda_2}^0 = m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} - 0,543 \mu_1^2 \frac{B''_{\lambda_1}}{B_{\lambda_1}} + 0,543 \mu_2^2 \frac{B''_{\lambda_2}}{B_{\lambda_2}} - 2,5 \left[\log_{10} \int \Phi_1(\lambda) d\lambda + \log_{10} \int \Phi_2(\lambda) d\lambda \right] \quad (5)$$

où: μ_1 et μ_2 sont les paramètres caractéristiques de la largeur de bande des filtres;

$\Phi_1(\lambda_1)$ et $\Phi_2(\lambda)$ les courbes de transmission;

m_{λ_1} et m_{λ_2} les magnitudes monochromatiques aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 ;

$B_{\lambda_1} = B(\lambda_1, T)$ la fonction de Planck;

$B''_{\lambda_1} = \left[\frac{\partial^2 B(\lambda, T)}{\partial \lambda^2} \right]_{\lambda_1}$ la dérivée seconde.

Le même procédé que celui utilisé pour obtenir (5) peut être employé pour établir l'expression de l'indice de couleur $C_{\lambda_1 \lambda_2}$ du rayonnement d'un corps noir ayant passé à travers une épaisseur d de matière interstellaire, il suffit d'introduire la fonction $B(\lambda, T) e^{-a_{\lambda} d}$ à la place de $B(\lambda, T)$. L'excès de couleur est alors donné par:

$$E_{\lambda_1 \lambda_2} = C_{\lambda_1 \lambda_2} - C_{\lambda_1 \lambda_2}^0$$

d'où:

$$E_{\lambda_1 \lambda_2} = 1,086 d \left[a_{\lambda_1} - a_{\lambda_2} + \frac{1}{2} \mu_1^2 \alpha'_{\lambda_1} \beta_{\lambda_1} - \frac{1}{2} \mu_2^2 a'_{\lambda_2} \beta_{\lambda_2} \right] \quad (6)$$

où:

$$\beta_{\lambda} = \left(2 \frac{B'(\lambda, T)}{B(\lambda, T)} + \frac{a''_{\lambda}}{a'_{\lambda}} - a'_{\lambda} d \right)$$

La loi d'absorption interstellaire est différente d'une loi en λ^{-1} ; mais comme nous nous proposons d'étudier seulement l'effet de la largeur de la bande passante des filtres qui ne fait intervenir que les dérivées première et seconde de a_{λ} , nous pouvons donc adopter pour ces dérivées une expression approchée donnée par la loi $a_{\lambda} = \frac{\alpha}{\lambda}$. Appelons $E_{\lambda_1 \lambda_2}^0$ l'excès de couleur monochromatique:

$$E_{\lambda_1 \lambda_2}^0 = 1,086 d (a_{\lambda_1} - a_{\lambda_2})$$

En introduisant les dérivées de $a_\lambda = \frac{\alpha}{\lambda}$, l'expression (6) devient :

$$E_{\lambda_1 \lambda_2} = E_{\lambda_1 \lambda_2}^0 + \frac{\alpha}{2} \left[\left(\frac{\mu_2}{\lambda_2} \right)^2 \beta_{\lambda_2} - \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1} \right)^2 \beta_{\lambda_1} \right] \quad (7)$$

avec :

$$\beta_\lambda = \left(2 \frac{B'(\lambda, T)}{B(\lambda, T)} - \frac{2}{\lambda} + \frac{\alpha}{\lambda^2} d \right)$$

Exprimons $\frac{B'(\lambda, T)}{B(\lambda, T)}$ à l'aide du gradient absolu ; nous obtenons :

$$\frac{B'(\lambda, T)}{B(\lambda, T)} = -\frac{5}{\lambda} + \frac{\varphi(T)}{\lambda^2}$$

D'où :

$$\beta_\lambda = -\frac{12}{\lambda} + \frac{1}{\lambda^2} (2\varphi(\lambda, T) + \alpha d) \quad (8)$$

Le gradient absolu varie peu avec la longueur d'onde et l'on peut considérer que :

$$\varphi(\lambda_1, T) \cong \varphi(\lambda_2, T)$$

pour autant que λ_1 et λ_2 ne soient pas trop différents. Cette condition est généralement remplie, ce qui nous permet d'écrire l'expression (7) sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} E_{\lambda_1 \lambda_2} = E_{\lambda_1 \lambda_2}^0 + \frac{\alpha}{2} & \left\{ (2\varphi(T) + \alpha d) \left[\frac{1}{\lambda_2^2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2} \right)^2 - \frac{1}{\lambda_1^2} \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1} \right)^2 \right] + \right. \\ & \left. + 12 \left[\frac{1}{\lambda_1} \left(\frac{\mu_1}{\lambda_1} \right)^2 - \frac{1}{\lambda_2} \left(\frac{\mu_2}{\lambda_2} \right)^2 \right] \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

Il est donc possible de rendre linéaire la relation entre l'excès de couleur et l'épaisseur de matière interstellaire en choisissant un système photométrique qui satisfait à la condition :

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

ou encore:

$$\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2 \frac{\left(\frac{\mu_2}{\lambda_2}\right)^2}{\left(\frac{\mu_1}{\lambda_1}\right)^2} = r = 1 \quad (10)$$

Choisissons $\lambda_1 < \lambda_2$ afin d'avoir les excès de couleur positifs. Pour l'excès de couleur E_y le système photométrique (A) a une valeur de $r_A = 0,42$ et pour le système photométrique (B), r_B vaut 1,1. La courbure des relations $E = f(d)$ sera donc plus faible et moins dépendante de la température dans le système (B) que dans le système (A). Remarquons que si $r < 1$, la relation $E = f(d)$ tourne sa courbure dans le sens contraire du cas $r > 1$. C'est ce que nous pouvons observer avec le système (A), où le rapport $r_A^u = 1,15$ pour l'excès de couleur E_u . Ces résultats confirment ceux obtenus par M^{me} Rozis-Saulgeot. Dans le système (B), nous trouvons $r_B^u = 0,90$, ce qui entraînerait une courbure de $E_u = f(d)$ opposée à celle de $E_y = f(d)$, or les calculs détaillés montrent une très légère courbure de même sens que celle de $E_y = f(d)$. Il faut rappeler que l'expression (10) est une approximation utile et qui est assez proche de la réalité dans l'intervalle de longueur d'onde où la courbe d'absorption peut être considérée de la forme $\frac{\alpha}{\lambda}$. Or dans l'ultraviolet, elle s'en éloigne suffisamment pour que les résultats de (10), quant au sens de la courbure, deviennent douteux lorsque r est voisin de 1.

Les mêmes développements peuvent être faits pour le rapport $\frac{A\varphi}{E_y}$.

8. CONCLUSIONS.

Dans le cas idéal où les étoiles rayonnent comme des corps noirs et où l'absorption interstellaire suit une loi en $\frac{\alpha}{\lambda}$, il est possible de trouver un système photométrique où l'excès de couleur est pratiquement proportionnel à la quantité de matière interstellaire traversée. Il suffit que les filtres utilisés remplissent la condition:

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

Dans le cas réel, la discontinuité de Balmer, la loi d'absorption interstellaire différente d'une loi en λ^{-1} , rendent la condition énoncée ci-dessus moins impérative. Cependant il nous paraît utile de tenir compte de la relation (10) lors de l'établissement d'un système photométrique. Les calculs effectués ici, relatifs à un système photométrique qui en apparence paraît proche du système fondamental U, B, V, montrent que les excès de couleur, les rapports $\frac{E_u}{E_y}$ et $\frac{A_v}{E_y}$ peuvent avoir des variations très différentes en fonction de la température et de la quantité de matière interstellaire.

BIBLIOGRAPHIE

1. JOHNSON et MORGAN, *Ap. J.*, 114, n° 3.
2. GOLAY, M., *Publ. Obs. de Genève*, série A, n° 57.
3. SURUGUE, J., *Technique générale du laboratoire de physique*, 1, 386.
4. DANJON et COUDER, *Lunettes et télescopes*, 565.
5. DIVAN, L., *Annales d'astrophysique*, 17, 1954.
6. WHITFORD, A. E., *Ap. J.*, 107, 1948, 102.
7. ROZIS-SAULGEOT, A. M., *Annales d'astrophysique*, 19, n° 5, 1956.
8. GOLAY, M., *Publ. Obs. de Genève*, série A, n° 59.
9. *Astro. Gesellschaft*, 1951, I.