

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 15 (1933)

Artikel: Sur le «lag» des céphéides : et le role du coefficient k d'absorption
Autor: Tiercy, Georges
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-740579>

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: 12.01.2026

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

SUR LE « LAG » DES CÉPHÉIDES¹

ET

LE RÔLE DU COEFFICIENT k D'ABSORPTION

PAR

Georges TIERCY

(Avec 1 fig.)

1. — Dans un récent article², nous avons montré comment, d'après nos observations et nos calculs, les types spectraux extrêmes d'une étoile variable semblent correspondre aux extrema moyens d'ionisation, ceux-ci précédant en général d'une petite fraction de période les extrema lumineux correspondants. Et nous avons dit que nos conclusions étaient corroborées, en partie au moins, par celles de Miss Emily Hughes³, relatives à l'étude des raies du calcium neutre et du calcium ionisé pour 42 Céphéides.

Pour les huit Céphéides que nous avons particulièrement étudiées, nous avons trouvé que la phase du minimum d'ionisation précède la phase du minimum de lumière; de même, la phase du maximum d'ionisation précède celle du maximum de lumière.

Dans trois notes successives⁴, nous avons tenté de montrer

¹ Définition du « lag » au n° 7.

² *C. R. Soc. de Phys. (Archives, vol. 14, supplément)*, 1932, III; le même dans *Publ. Obs. Genève*, fasc. 20.

³ *Harvard Bulletin*, 1932.

⁴ *C. R. Soc. de Phys. (supplément au fascicule présent des Archives, vol. 15)*, 1933, I; le même dans *Publ. Obs. Genève*, fasc. 21.

comment le jeu combiné de la courbe de lumière, de la courbe des vitesses radiales et de la théorie de l'équilibre radiatif permet de rendre compte de ce phénomène de précession de la phase d'ionisation maxima (spectre le plus jeune) par rapport à la phase du maximum de lumière, ou de la phase du minimum d'ionisation par rapport à celle du minimum de lumière.

Il convient de rappeler que les extrema d'ionisation ne coïncident pas avec les extrema de température, ni avec ceux de pression ou de l'index de couleur.

2. — Reprenons quelques points fondamentaux.

Je voudrais d'abord insister sur le fait que le degré x d'ionisation est fonction de T , de P et du potentiel V_0 d'ionisation propre à tel ou tel élément, la formule utilisée étant celle de Saha; par conséquent, les extrema d'ionisation sont réglés, non pas par les seules conditions de T , ou celles de P , mais bien par le jeu combiné de P et de T . Il importe dès lors de relever que l'allure de la courbe de variation de T dépend essentiellement de la courbe des vitesses radiales et de la courbe de lumière, puisqu'on a :

$$T = \frac{7210 - 58(m - 5)}{I + 0,64},$$

où :

$$I + 0,64 = [2,633 - 0,0212(m - 5)] \cdot [\log R + 0,2M_v - 0,372]^1;$$

ou mieux encore :

$$X = \frac{T_{e,1}^4 \cdot R_1^2}{T_{e,2}^4 \cdot R_2^2},$$

X étant donné par la courbe de lumière ².

De même, l'allure de la courbe de variation de la pression P dépend de celle de la courbe des vitesses radiales. Cette dernière une fois connue, on en déduit la variation de R (pulsations), puis les courbes de T et de P .

¹ G. TIERCY. Nouvelle formule pour le calcul de l'index de couleur des étoiles. *Archives* (5), 11, p. 260; le même dans *Publ. Obs. Genève*, fasc. 9.

² Voir la première des trois notes citées plus haut.

Il faut remarquer (et ceci est essentiel) que la phase de R_{\max} se place toujours vers le milieu de la branche descendante ¹ de la courbe de lumière, tandis que la phase de R_{\min} se place entre le minimum et le maximum suivant de lumière. Il en résulte que la phase de la pression minima est située entre celles du maximum lumineux et du minimum lumineux suivant, tandis que la phase de P_{\max} se trouve après le minimum de lumière, entre celui-ci et le maximum lumineux suivant.

Quant à la température, la variation en est telle que la phase du minimum se trouve en général placée entre les phases respectives du minimum de P et du minimum de lumière, tandis que la phase de T_{\max} est située entre celles de P_{\max} et du maximum de lumière.

Encore une fois, tout cela résulte, au fond, de l'allure de la courbe des vitesses radiales.

On voit ainsi que, au moment où l'éclat lumineux de l'étoile passe par son maximum, *la pression est en pleine voie de diminution ; il en est de même de la température*, mais depuis un temps moins long, puisque la phase de T_{\max} est située entre celles de P_{\max} et de lumière maxima. Semblablement, au moment où l'étoile passe par la phase du minimum de lumière, la pression P est en train d'augmenter, de même que la température T (celle-ci depuis un temps moins long que ce n'est le cas pour P). On peut donc aisément concevoir, puisque l'allure de la courbe d'ionisation dépend simultanément de la courbe de P et de la courbe de T , que les phases d'ionisation maxima et minima soient différentes de celles des extrema de P et de T .

Nous avons dit qu'en général les extrema d'ionisation se produisent un peu avant les extrema correspondants de lumière, la différence de phase qui sépare les deux minima (ionisation et lumière) étant pour chaque étoile plus grande que la différence de phase entre les deux maxima.

D'une étoile à l'autre, ces différences de phase varient ; il peut par exemple se faire que la phase de x_{\max} ne précède que de très peu celle du maximum de lumière ; cela s'explique par le jeu combiné de P et de T ; si la pression est en diminution

¹ Branche allant du maximum au minimum de lumière.

rapide dès avant le maximum lumineux, il s'ensuit, de par la formule donnant la valeur de x , une augmentation de l'ionisation assez forte pour dominer pendant un certain temps la diminution provenant de l'abaissement de T (ce dernier étant plus récent que la diminution de P); dans ces conditions, il peut arriver que la phase de $x_{\max.}$ ne précède que de fort peu celle du maximum de lumière.

En fait, nous n'avons pas rencontré de cas où les deux maxima (x et lumière) coïncidassent. Ce résultat ne nous paraît pas devoir étonner, étant données les allures des courbes de P et de T utilisées, où la température diminue aussi bien que la pression lorsqu'on passe par la phase du maximum lumineux; et l'on sait que, dans la formule donnant la valeur de x , les termes en T jouent un rôle considérable.

En résumé, il nous paraît que le maximum d'ionisation doit normalement se produire avant le maximum de lumière; mais il peut ne précéder ce dernier que de très peu, et il ne faut pas exclure la possibilité d'une coïncidence; par contre, $x_{\min.}$ précède toujours très sensiblement le minimum lumineux; en effet, avant d'arriver à la phase de celui-ci, la pression n'augmente que lentement, de sorte que la diminution de l'ionisation qui en résulte est dominée par l'augmentation provenant de l'accroissement de T .

3. — Si l'on étudie maintenant le rôle du potentiel V_0 dans la formule d'ionisation:

$$\log \frac{x^2}{1-x^2} = -\frac{5041,9 V_0}{T} + \frac{5}{2} \log T - \log P - 5,5 ,$$

on voit vite que, pour une même étoile, la phase du minimum de x sera plus rapprochée de celle de $T_{\min.}$ pour les éléments de fort potentiel V_0 que pour les éléments de faible potentiel; pour ces derniers, la phase de $x_{\min.}$ est plus rapprochée de celle du minimum lumineux.

Ces écarts sont faibles; et cela nous a permis de parler de la *phase moyenne* de $x_{\min.}$ dans l'article cité plus haut¹; cette

¹ *C. R. Soc. de Phys. (Archives, vol. 14, supplément), 1932, III, loc. cit.*

phase moyenne est très peu différente de celle de T_{\min} . et lui est postérieure.

Quant au maximum d'ionisation, les différents éléments chimiques, à fort ou à faible potentiel V_0 , donnent tous des phases presque identiques; le jeu de T et de P , à l'approche du maximum de lumière, est tel que les écarts entre les phases respectives de x_{\max} pour les éléments pris individuellement sont entièrement négligeables; le rôle de V_0 est donc moins sensible qu'à l'approche du minimum lumineux. Cette phase commune de x_{\max} est, on l'a vu, postérieure à celle de T_{\max} ; elle se place entre celle-ci et celle du maximum de lumière, parfois très près de cette dernière.

Encore une fois, il n'y a rien là d'étonnant, l'ionisation dépendant simultanément de T et de P . Et le maximum de x ne pourrait coïncider avec celui de T que s'il coïncidait en même temps avec le minimum de P ; ce qui n'est nullement le cas.

4. — Il semble d'autre part naturel que les extrema spectraux correspondent, au moins très sensiblement, aux extrema d'ionisation. En effet, abstraction faite du jeu du coefficient d'absorption dont nous parlerons plus loin, l'apparence d'un spectre stellaire dépend simultanément de la température et de la pression dans la couche renversante. La température seule ne saurait suffire à caractériser les types spectraux; on sait bien, par exemple, que les étoiles géantes et les étoiles naines d'un même type spectral n'ont pas la même température effective; la pression en effet, beaucoup plus forte dans la couche renversante des naines que dans celle des géantes, joue un rôle essentiel, à côté de T , dans la fixation des spectres.

Dès lors, on peut comprendre pourquoi, dans la variation spectrale accompagnant la variation de lumière des Céphéides, le type spectral le moins avancé (le plus jeune) ne coïncide ni avec le maximum de T , ni avec le minimum de l'index I de couleur, ni même, semble-t-il, avec le maximum de lumière. De même, le type spectral le plus avancé, correspondant au minimum d'ionisation, ne coïncide ni avec le minimum de T , ni avec le maximum de I , ni avec le minimum de lumière.

5. — Il resterait maintenant à expliquer comment le maximum d'ionisation peut précéder celui de lumière; ou, en d'autres termes, comment il peut se faire que la luminosité de l'étoile augmente encore un peu, alors que l'ionisation commence à diminuer.

Je l'ai tenté dans les trois notes récentes citées plus haut. Le phénomène semble s'expliquer facilement par l'allure des courbes de T et de P (donc par la courbe des vitesses radiales) et par la mise en jeu du coefficient k d'absorption.

Utilisant la valeur moyenne k_m de ce dernier, laquelle varie en raison inverse¹ de $T_e^{4/5}$ lorsque le spectre varie (T_e = température effective), on obtient, pour le rapport des éclats correspondant à deux phases quelconques, l'expression:

$$X = \frac{T_{e,1}^{4/5} \cdot (1 - \beta_1)}{T_{e,2}^{4/5} \cdot (1 - \beta_2)} = \frac{T_{e,1}^{24/5} \cdot P_2}{T_{e,2}^{24/5} \cdot P_1}, \quad (1)$$

P représentant la pression totale dans la couche renversante.

Par (1), on trouve alors aisément que la magnitude m de l'étoile diminue quelque peu (en moyenne de 0 m 01) lorsqu'on passe de la phase de x_{\max} à celle du maximum de lumière¹, du moins en utilisant les valeurs précédemment calculées pour les T_e et les P .

On obtient un résultat analogue en partant de l'équation de transfert d'énergie dans la théorie de l'équilibre radiatif (où k joue un rôle considérable). Le rapport des flux totaux reçus de l'étoile, lors de deux phases différentes de sa variation, est alors égal à:

$$X = \frac{T_{e,1}^4 \cdot R_1^2}{T_{e,2}^4 \cdot R_2^2}, \quad (2)$$

où R représente le rayon de l'étoile.

Nous considérerons comme acquis que la mise en jeu du coefficient k d'absorption et des courbes de T et P précédem-

¹ EDDINGTON, M. N., 1922.

¹ TIERCY, *C. R. Soc. de Phys.* (supplément au présent fascicule des *Archives*, vol. 15), 1933, I.

ment calculées permet de rendre compte de ce phénomène de précession de la phase de x_{\max} par rapport à celle du maximum de lumière. Et cela me paraît important, puisque les conclusions semblent être en accord avec les données tirées de la courbe des vitesses radiales.

6. — L'influence du coefficient k sur l'apparence de l'étoile étant indéniable, l'idée se présente immédiatement que le type spectral relatif à une certaine phase de la variation d'une Céphéide est fonction, non seulement du degré x d'ionisation, mais encore du coefficient k de la couche renversante de l'étoile, lui-même fonction de T_e et de P . Ce qui revient à dire que, si le type spectral correspondant à une phase donnée est bien fonction de T_e et de P , cette fonction est beaucoup plus complexe qu'on ne l'imagine si l'on ne tient compte que du degré d'ionisation; et l'on peut écrire schématiquement:

$$S_k = f(x ; k) .$$

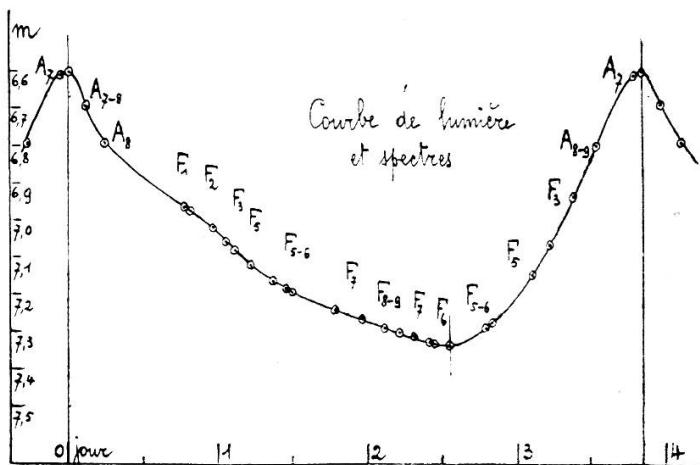
Cependant, il semble bien subsister que les *extrema* spectraux coïncident à très peu près avec ceux d'ionisation.

Il va sans dire qu'il s'agit ici du coefficient k d'absorption de la couche renversante, et non pas du coefficient moyen k_m de l'étoile entière.

7. — Voyons d'un peu plus près le rôle du coefficient k de la couche renversante pendant la variation d'une Céphéide; ce coefficient étant fonction de T_e et de P varie en fonction du temps; et cette variation de k influence grandement l'*apparence* de l'étoile, comme nous le montrerons dans les numéros suivants.

C'est elle qui provoque le « *lag* » du spectre le long de la courbe de lumière; on sait que le *lag* d'une Céphéide consiste en une sorte d'hésitation que semble mettre l'étoile à quitter un type spectral extrémum. J'en donne comme exemple la répartition des spectres le long de la courbe de lumière de SU Cygni (fig.):

Ainsi, il apparaît que la succession des types spectraux le long de la courbe de lumière n'est donnée, ni par l'échelle des indices de couleur I , ni par l'échelle des températures T_e , ni par celle de l'ionisation x ; à deux types spectraux identiques, situés



Courbe de lumière et spectres de SU Cygni.

respectivement sur les branches ascendante et descendante de la courbe de lumière, correspondent deux valeurs différentes, soit de I , soit de x .

8. — Il semble qu'il faille voir là l'effet du coefficient d'absorption k de la couche renversante:

$$S_p = f(x; k) .$$

Etudions d'abord le comportement des éléments x , T_e , k , P après le minimum d'ionisation; on constate que la pression et la température augmentent; et, tout compte fait, il en résulte un *accroissement* du coefficient k de la couche renversante.

On connaît en effet la formule donnant le rayon du noyau atomique dans une masse stellaire¹:

$$s = C \cdot \left(\frac{A}{2N} \right) \cdot \mu \cdot \frac{k T^{\frac{7}{2}}}{\rho} , \quad (\log C = 40,094) ,$$

¹ EDDINGTON, M. N., 1922.

où $\left(\frac{A}{2N}\right)$ est le quotient de la masse atomique par le double du nombre des électrons de l'atome; μ est le poids atomique moyen de l'étoile, et C une constante; T et ρ se rapportent à un point quelconque de l'étoile. Or, pour une Céphéide, μ varie en même temps que ρ et T ; il faut donc que le coefficient k soit proportionnel à :

$$\frac{\rho}{\mu T^2}.$$

On sait que μ est lié à β par l'équation du 4^{me} degré:

$$1 - \beta = 0,0031 M^2 \mu^4 \beta^4;$$

on a donc:

$$\mu = \sqrt[4]{\frac{1 - \beta}{0,0031 M^2 \beta^4}},$$

et par conséquent:

$$k \sim \frac{\rho}{T^{7/2}} \cdot \sqrt[4]{\frac{0,0031 M^2 \beta^4}{1 - \beta}}.$$

Comme, d'autre part, on peut poser:

$$\rho = \frac{\beta P}{\mathcal{R} T},$$

puisque $p = \rho \mathcal{R} T = \beta P$, il vient:

$$k \sim \frac{\beta^2 P}{\mathcal{R} T^{9/2}} \cdot \sqrt[4]{\frac{0,2031 M^2}{1 - \beta}}.$$

On a encore:

$$p_r = \frac{a}{3} T^4 = (1 - \beta) P,$$

$$P = \frac{1}{3} \cdot \frac{a}{1 - \beta} \cdot T^4;$$

d'où on déduit que:

$$k \sim \frac{1}{3} \cdot \frac{a \beta^2}{(1 - \beta) \cdot \mathcal{R} \cdot \sqrt{T}} \cdot \sqrt[4]{\frac{0,0031 M^2}{1 - \beta}}, \quad (3)$$

où a et \mathcal{R} sont des constantes connues. On a donc finalement:

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{\beta_1^2}{\beta_2^2} \cdot \frac{1 - \beta_2}{1 - \beta_1} \cdot \frac{\sqrt{T_2}}{\sqrt{T_1}} \cdot \sqrt[4]{\frac{1 - \beta_2}{1 - \beta_1}} ;$$

$$\frac{k_1}{k_2} = \left(\frac{\beta_1}{\beta_2} \right)^2 \cdot \left(\frac{1 - \beta_2}{1 - \beta_1} \right)^{5/4} \cdot \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{1/2} . \quad (4)$$

Rappelons encore qu'il s'agit ici du coefficient d'absorption k de la couche renversante de l'étoile, coefficient proportionnel à $\rho/\mu T_e^{7/2}$.

Que vaut ce rapport (4), si l'indice 1 concerne la phase du minimum d'ionisation, et l'indice 2 une phase postérieure rapprochée, par exemple celle du minimum de lumière ? On a alors, comme on sait, pour les températures effectives:

$$T_2 > T_1 \quad \text{ou} \quad \frac{T_2}{T_1} > 1 ;$$

on a aussi:

$$1 - \beta_1 > 1 - \beta_2 \quad \text{ou} \quad \frac{1 - \beta_2}{1 - \beta_1} < 1 ;$$

$$\beta_1 < \beta_2 \quad \text{ou} \quad \frac{\beta_1}{\beta_2} < 1 ;$$

il est facile de voir que l'influence des rapports en β et $(1 - \beta)$ domine celle du rapport des T_e ; on sait en effet que, pour les deux phases en question:

$$X > 1 , \quad X = \frac{1 - \beta_1}{1 - \beta_2} \cdot \left(\frac{T_{e,1}}{T_{e,2}} \right)^{4/5} ,$$

où X est le rapport des deux flux totaux; on en tire:

$$\frac{1 - \beta_2}{1 - \beta_1} \cdot \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{4/5} < 1 .$$

Il en résulte immédiatement, par (4), que:

$$\frac{k_1}{k_2} < 1 \quad \text{ou} \quad k_2 > k_1 ;$$

on a donc bien un accroissement du coefficient k de la couche renversante.

On voit la différence qu'il y a entre le comportement de k et celui du coefficient moyen k_m ; ce dernier, nous l'avons dit, varie comme $T_e^{-4/5}$; ce qui entraîne $(k_m)_2 < (k_m)_1$; mais alors, on met en jeu toute l'étoile, et pas seulement la couche extérieure.

Cet accroissement du coefficient k de la couche renversante provoque d'abord une contribution à l'augmentation de la magnitude m de l'étoile, augmentation qu'on observe jusqu'au minimum de lumière. Mais, en plus, cela cause un avancement du type spectral vers la classe M; en effet, on sait qu'en réalité le coefficient k est sélectif; s'il augmente, l'absorption se fait proportionnellement davantage sentir sur les radiations de faibles longueurs d'ondes que sur les grandes; le spectre est donc plus fortement atteint dans sa partie violette que dans sa partie rouge; le maximum d'intensité du spectre est déplacé vers le rouge; et le type spectral subit un glissement vers la classe M. Cet effet dû à l'augmentation de k détruit *en partie* (mais en partie seulement) celui dû à l'augmentation de l'ionisation. Autrement dit, le comportement de k explique le *lag* de l'étoile après le minimum d'ionisation.

Semblablement, il explique cette hâte que semble mettre l'étoile, pendant la courte fraction de période qui précède immédiatement la phase de $x_{\min.}$, à atteindre le spectre le plus avancé; pendant cette fraction de période, le changement de spectre est plus rapide. Voyons les conditions qu'on trouve un peu avant la phase de $x_{\min.}$; on rencontre une pression P et une température T plus faibles que ne sont la pression et la température un peu après, lors du minimum même d'ionisation; il en résulte que k y est plus fort qu'en ce minimum.

En effet, en désignant toujours par l'indice (1) ce qui se rapport à la phase de $x_{\min.}$, et par un accent les éléments relatifs à une phase voisine et antérieure, on a:

$$\frac{k_1}{k'} = \left(\frac{\beta_1}{\beta'} \right)^2 \cdot \left(\frac{1 - \beta'}{1 - \beta_1} \right)^{5/4} \cdot \left(\frac{T'_e}{T_{e,1}} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

comme précédemment; mais maintenant:

$$T'_e < T_{e,1} \quad \text{ou} \quad \frac{T'_e}{T_{e,1}} < 1 ;$$

d'autre part, à cause de l'équation:

$$1 - \beta - C \cdot M^2 \cdot \mu^4 \cdot \beta^4 = 0 ,$$

et comme $x' > x_1$, il vient:

$$\begin{aligned} \mu' &< \mu_1 ; & \beta' &> \beta_1 ; \\ \frac{\beta_1}{\beta'} &< 1 & \text{et} & \frac{1 - \beta'}{1 - \beta_1} < 1 ; \end{aligned}$$

on a donc:

$$\frac{k_1}{k'} < 1 \quad \text{ou} \quad k' > k_1 .$$

Il en résulte tout d'abord que la magnitude m en est quelque peu augmentée, avant la phase de $x_{\min.}$; ce qui tendrait à expliquer la forme de la courbe de lumière, dans laquelle la seconde partie du brin descendant est généralement moins inclinée que la première.

Enfin, la relation $k' > k_1$ signifie un avancement du type spectral vers le type M; cet effet s'ajoute à celui dû à la diminution de x lorsqu'on approche de la phase de $x_{\min.}$; autrement dit, cet effet tend à précipiter les spectres vers le spectre extrême.

Ainsi, pour deux phases également distantes de celle de $x_{\min.}$ (mais dans son voisinage), et même si l'ionisation y est égale, les spectres respectifs seront différents par suite de l'influence du coefficient k d'absorption de la couche renversante.

9. — Voyons maintenant ce qui se passe dans le voisinage immédiat de la phase d'ionisation maxima.

On a vu qu'à cette phase, la température est légèrement inférieure à $T_{\max.}$; elle est en décroissance; mais simultanément, la pression est plus faible que celle qui règne lors du maximum de T; il en découle que le coefficient k de la couche renversante est un peu plus faible qu'il ne l'est à la phase de $T_{\max.}$; la formule (5):

$$\frac{k_1}{k'} = \left(\frac{\beta_1}{\beta'} \right)^2 \cdot \left(\frac{1 - \beta'}{1 - \beta_1} \right)^{5/4} \cdot \left(\frac{T'_e}{T_{e,1}} \right)^{7/2}$$

le montre vite, l'indice (1) désignant la phase de $x_{\max.}$ et l'accent celle de $T_{\max.}$ (phase antérieure à la phase d'ionisation maxima); on a en effet :

$$T'_e > T_{e,1} \quad \text{ou} \quad \frac{T'_e}{T_{e,1}} > 1 ;$$

d'autre part, comme l'ionisation $x' < x_1$, on a aussi :

$$\begin{aligned} \mu' &> \mu_1 ; & \beta' &< \beta_1 ; \\ \frac{\beta_1}{\beta'} &> 1 & \text{et} & \frac{1 - \beta'}{1 - \beta_1} > 1 ; \end{aligned}$$

d'où :

$$\frac{k_1}{k'} > 1 \quad \text{et} \quad k' < k_1 .$$

Il s'ensuit qu'en passant de la phase de $T_{\max.}$ à celle de $x_{\max.}$, la partie violette du spectre est plus avantageée que la partie rouge; le spectre tend à être décalé vers le type B. Cet effet de k s'ajoute à celui dû à l'augmentation de l'ionisation. Ainsi le spectre le plus jeune a lieu lors de la phase de $x_{\max.}$, et non pas lorsqu'on a $T_{\max.}$. D'autre part, cette diminution de k apporte une contribution à la diminution de la magnitude m entre $T_{\max.}$ et $x_{\max.}$.

Après la phase de $x_{\max.}$, la température et la pression continuent à diminuer toutes deux; la formule de l'ionisation indique que celle-ci diminue; mais il en est de même du coefficient k d'absorption; reprenons en effet la relation (4) :

$$\frac{k_1}{k_2} = \left(\frac{\beta_1}{\beta_2} \right)^2 \cdot \left(\frac{1 - \beta_2}{1 - \beta_1} \right)^{5/4} \cdot \left(\frac{T_{e,2}}{T_{e,1}} \right)^{3/2} ;$$

et faisons correspondre l'indice (1) à la phase du maximum d'ionisation et l'indice (2) à une phase postérieure, celle du maximum de lumière, par exemple. On a alors :

$$T_{e,2} < T_{e,1} \quad \text{ou} \quad \frac{T_{e,2}}{T_{e,1}} < 1 ;$$

et comme l'ionisation x_2 est inférieure à x_1 , on a aussi:

$$\mu_2 > \mu_1 ; \quad \beta_2 < \beta_1 ;$$

$$\frac{\beta_1}{\beta_2} > 1 \quad \text{et} \quad \frac{1 - \beta_2}{1 - \beta_1} > 1 ;$$

et l'influence des rapports en β et $(1 - \beta)$ est prédominante; car, pour les deux phases en question, on sait que le rapport X des deux flux totaux L_1 et L_2 est inférieur à l'unité:

$$X < 1 ; \quad X = \frac{1 - \beta_1}{1 - \beta_2} \cdot \left(\frac{T_{e,1}}{T_{e,2}} \right)^{4/5} ;$$

d'où:

$$\frac{1 - \beta_1}{1 - \beta_2} \cdot \left(\frac{T_{e,2}}{T_{e,1}} \right)^{4/5} > 1 ;$$

et par conséquent, à cause de la composition du second membre de (4):

$$\frac{k_1}{k_2} > 1 \quad \text{et} \quad k_2 < k_1 .$$

On a donc bien une diminution de k , en passant du maximum d'ionisation au maximum de lumière. Cette diminution de k apporte d'abord une contribution à la diminution de la magnitude m de l'étoile, magnitude en décroissance jusqu'à la phase du maximum de lumière. Mais, d'autre part, cette diminution de k tend à provoquer un glissement du type spectral vers le type B, puisqu'en réalité le coefficient k est sélectif et que, proportionnellement, sa variation se fait davantage sentir sur les radiations de faibles longueurs d'ondes que sur les grandes. Cet effet de glissement du type spectral vers le type B détruit en partie (mais en partie seulement) celui dû à la diminution de l'ionisation x . Autrement dit, le comportement du coefficient k de la couche renversante explique encore le *lag* de l'étoile après le maximum d'ionisation. Semblablement, il explique cette sorte de précipitation que semble apporter l'étoile, pendant une courte fraction de période précédant immédiatement la phase de $x_{\max.}$, à atteindre le type spectral le plus jeune.

10. — En résumé, il semble bien que le type spectral dépend à la fois de l'ionisation x et du coefficient d'absorption k de la couche renversante:

$$S_p = f(x ; k) ;$$

cependant, l'ionisation maxima correspond à très peu près au type spectral le moins avancé, et l'ionisation minima au type spectral le plus avancé.

Le coefficient k de la couche renversante joue ainsi un rôle essentiel dans la variation de l'*aspect* d'une Céphéide; il permet d'expliquer le *lag* de l'étoile. D'autre part, il participe au dessin de la courbe de lumière, en ce sens qu'il contribue à l'inégalité qu'il y a entre les durées respectives des branches ascendante et descendante. On peut exprimer tout cela en disant qu'il ne suffit pas de connaître l'ionisation x pour connaître le spectre; x traduit en quelque sorte la *réalité interne* de la couche renversante de l'étoile, mais non pas l'*apparence* que nous saissons effectivement; cette apparence, c'est-à-dire le type spectral (et la magnitude), dépend encore de k .

11. — On remarquera en terminant que l'index I de couleur ne saurait être une fonction simple de la température seule, puisque les magnitudes enregistrées dépendent, dans une certaine mesure, du comportement du coefficient k d'absorption dans la couche renversante. L'index I est donc aussi fonction du type spectral; c'est une fonction de x et de k .

Cela légitime l'introduction de termes « spectraux » dans la formule fondamentale donnant I , puis dans celle donnant T en fonction de I , comme nous l'avons proposé naguère¹ ici même:

| Spectre | $-z$ | |
|---------|-------|---|
| F_0 | 0,650 | |
| F_5 | 0,640 | |
| G_0 | 0,615 | |
| G_5 | 0,580 | ; |

¹ *Archives* (5), 10, p. 363 (1928); le même dans *Publ. Obs. Genève*, fasc. 6.

Nous avons aussi donné l'expression ¹:

$$I = \frac{7210}{T} + \left[0,64 - \frac{58(m-5)}{T} \right].$$

En ce qui concerne les Céphéides, k varie avec le rayon R de l'étoile; et, à magnitude égale, l'index I est plus faible sur la branche ascendante de la courbe de lumière que sur la branche descendante. On trouve là une distinction analogue à celle que l'on fait entre les indices I des naines et des géantes de Russell; en effet, les rayons correspondant aux phases de la branche montante de la courbe de lumière sont plus petits que ceux qui correspondent aux phases de la branche descendante.

¹ *Archives* (5), 11, p. 260 (1929); le même dans *Publ. Obs. Genève*, fasc. 9.