**Zeitschrift:** Archives des sciences physiques et naturelles

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

**Band:** 16 (1934)

Artikel: Sur l'équation de condition pour les extrema d'ionisation dans la couche

périphérique d'une étoile variable

**Autor:** Tiercy, G.

**DOI:** https://doi.org/10.5169/seals-741489

## 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: 28.11.2025** 

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

Il serait intéressant de pouvoir déterminer le rapport entre la substance produisant un effet vaso-moteur et la substance ayant une action sur les centres nerveux, mais nous ne connaissons pas la composition exacte de ces produits.

Laboratoire de Physiologie de la Faculté de Médecine de Genève.

G. Tiercy. — Sur l'équation de condition pour les extrema d'ionisation dans la couche périphérique d'une étoile variable.

Si l'on part de la formule bien connue de Saha pour le calcul du degré x d'ionisation, on trouve immédiatement que la condition pour que x soit extremum est:

$$\frac{d\mathbf{T}_e}{\mathbf{T}_e} \left[ \frac{11610\,\mathbf{V}_0}{\mathbf{T}_e} + \frac{5}{2} \right] - \frac{d\mathbf{P}}{\mathbf{P}} = 0 ,$$
 (1)

équation que nous avons déjà signalée dans le fascicule 23-24 de nos Publications, et où  $T_e$  représente la température effective et  $V_0$  le potentiel d'ionisation d'un élément. Cette formule nous a servi à établir deux théorèmes sur les extrema d'ionisation dans les Céphéides; nous l'avions alors combinée avec l'expression:

$$X = \frac{L_1}{L_2} = \frac{1 - \beta_1}{1 - \beta_2} \cdot \left(\frac{T_{e,1}}{T_{e,2}}\right)^{\frac{4}{5}}, \qquad (2)$$

qui donne d'une façon approchée le rapport des flux totaux  $L_1$  et  $L_2$  relatifs à deux phases (1) et (2).

Nous voulons reprendre ici ce calcul, en remplaçant l'expression (2) par une expression plus complète. On connaît en effet la célèbre formule d'Eddington:

$$L \sim M^{\frac{7}{5}} (1 - \beta)^{\frac{3}{2}} \mu^{\frac{4}{5}} T_e^{\frac{4}{5}} ; \qquad (3)$$

on a donc:

$$X = \frac{L_1}{L_2} = \left(\frac{1-\beta_1}{1-\beta_2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{\mu_1}{\mu_2}\right)^{\frac{4}{5}} \cdot \left(\frac{T_{e,1}}{T_{e,2}}\right)^{\frac{4}{5}}; \tag{4}$$

il faut préciser ici que le poids atomique moyen  $\mu$  varie avec le temps, puisque l'ionisation varie; et comme  $\mu$  et  $\beta$  sont liés entre eux par l'équation du  $4^{me}$  degré:

$$1 - \beta - CM^2 \beta^4 \mu^4 = 0 , \qquad (5)$$

où C est une constante, il en résulte que β varie aussi durant la variation de l'étoile.

Comme on a toujours:

$$rac{P_1}{P_2} = rac{1-eta_2}{1-eta_1} \cdot \left(rac{T_{e,1}}{T_{e,2}}
ight)^4$$
 ,

on obtient encore:

$$X = \frac{L_1}{L_2} = \left(\frac{1 - \beta_1}{1 - \beta_2}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{\mu_1}{\mu_2}\right)^{\frac{4}{5}} \cdot \left(\frac{T_{e,1}}{T_{e,2}}\right)^{\frac{24}{5}} \cdot \frac{P_2}{P_1}$$
(6)

Cela posé, on a aussi:

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

d'où:

$$\frac{dP}{P} = \frac{4 dT_e}{T_o} - \frac{d(1-\beta)}{1-\beta} . \tag{7}$$

Mais, à cause de (4), on peut écrire, en supprimant l'indice (2):

$$\left(\frac{1-\beta}{1-\beta_1}\right)^{\frac{3}{2}} = \frac{L}{L_1} \cdot \left(\frac{\mu_1}{\mu}\right)^{\frac{4}{5}} \cdot \left(\frac{T_{e,1}}{T_e}\right)^{\frac{4}{5}}; \tag{8}$$

et l'équation (5) fournit l'expression:

$$\left(\frac{\mu_{\mathbf{1}}}{\mu}\right)^{\frac{4}{5}} = \left(\frac{1-\beta_{\mathbf{1}}}{1-\beta}\right)^{\frac{1}{5}} \cdot \left(\frac{\beta}{\beta_{\mathbf{1}}}\right)^{\frac{4}{5}};$$

de sorte que (8) devient:

$$\left(\frac{1-\beta}{1-\beta_1}\right)^{\frac{3}{2}} = \frac{L}{L_1} \cdot \left(\frac{T_{e,1}}{T_e}\right)^{\frac{4}{5}} \cdot \left(\frac{1-\beta_1}{1-\beta}\right)^{\frac{1}{5}} \cdot \left(\frac{\beta}{\beta_1}\right)^{\frac{4}{5}} \text{,}$$

d'où:

$$\left(\frac{1-\beta_1}{1-\beta}\right)^{\frac{17}{10}} = \frac{L}{L_1} \cdot \left(\frac{T_{e,1}}{T_e}\right)^{\frac{4}{5}} \cdot \left(\frac{\beta}{\beta_1}\right)^{\frac{4}{5}};$$

puis:

$$\frac{17}{10} \cdot \frac{d(1-\beta)}{1-\beta} - \frac{4}{5} \cdot \frac{d\beta}{\beta} = \frac{dL}{L} - \frac{4}{5} \cdot \frac{dT_e}{T_e};$$

$$\frac{17}{10} \cdot \frac{d(1-\beta)}{1-\beta} + \frac{4}{5} \cdot \frac{d(1-\beta)}{1-\beta} \cdot \frac{1-\beta}{\beta} = \frac{dL}{L} - \frac{4}{5} \cdot \frac{dT_e}{T_e};$$

$$\frac{d(1-\beta)}{1-\beta} \cdot \left[\frac{9\beta+8}{10\beta}\right] = \frac{dL}{L} - \frac{4}{5} \cdot \frac{dT_e}{T_e}.$$
(9)

Mais la loi de Pogson donne:

$$m - m_1 = 2.5 \log \frac{L}{L_1}$$
;  $\frac{dL}{L} = -\frac{2 dm}{5 \log e}$ ;

et (9) devient:

$$\frac{d(1-\beta)}{1-\beta} = \frac{10\beta}{9\beta+8} \left[ -\frac{2dm}{5\log e} - \frac{4}{5} \cdot \frac{dT_e}{T_e} \right]. \quad (10)$$

En portant cette expression dans (7), on a:

$$\frac{dP}{P} = \frac{4 \, dT_e}{T_e} + \frac{10 \, \beta}{9 \, \beta \, + \, 8} \left( \frac{2 \, dm}{5 \, \log e} + \frac{4}{5} \cdot \frac{dT_e}{T_e} \right) \; ;$$

et l'équation (1) peut s'écrire comme suit:

$$\frac{dT_e}{T_e} \left[ \frac{11610 \, V_0}{T_e} - \frac{3}{2} - \frac{4}{5} \cdot \frac{10 \, \beta}{9 \, \beta \, + \, 8} \right] = \frac{10 \, \beta}{9 \, \beta \, + \, 8} \cdot \frac{2 \, dm}{5 \, \log e} \ . \tag{11}$$

En tenant compte de l'équation (5), on voit vite que la variation de  $\beta$ , pendant la variation lumineuse de l'étoile, sera faible; car  $\mu$  ne peut varier beaucoup. Une fois adoptée la valeur convenable de  $\beta$  au voisinage d'un extremum d'ionisation, la fraction  $\left(\frac{10\,\beta}{9\,\beta\,+\,8}\right)$  prendra une certaine valeur numérique A, qui ne s'éloignera jamais beaucoup de 0,4 (valeur correspondant à  $\beta=0,5$ ).

Alors (11) devient:

$$\frac{dT_e}{T_e} \left[ \frac{11610 \, V_0}{T_e} - \frac{3}{2} - \frac{4 \, A}{5} \right] = \frac{2 \, A}{5 \log e} dm \quad . \tag{12}$$

Notons qu'en utilisant l'équation approchée (2) au lieu de (4), on obtiendrait une égalité analogue à (12), mais avec A = 1.

Cette formule (12) est commode, car les dm sont connus par la courbe de lumière, et les  $T_e$  par l'intermédiaire de la courbe des vitesses radiales.

Les conditions (1) et (12) conduisent aux deux théorèmes rappelés plus haut:

- 1º La phase de l'ionisation maxima a lieu après celle de température maxima (par l'équation (1)).
- 2º La phase de l'ionisation maxima précède celle du maximum de lumière (par l'équation (12)).

En effet, l'équation (12) ne peut être satisfaite que si  $dT_e$  et dm ont le même signe, c'est-à-dire avant le maximum lumineux.

-