Sur la pulsation des étoiles variables du type céphéide

un cas isolé mais doit être un phénomène général dans cette région du canton de Genève. La Versoix doit, de ce fait, recevoir des apports notables d'eaux fortement minéralisées.

On peut donc conclure de ces résultats que la Versoix n'est pas capable de dissoudre elle-même les parties calcaires de son lit; l'augmentation constatée des bicarbonates dans cette rivière, de sa source à son embouchure, doit en conséquence être attribuée à l'apport constant de ce sel par les eaux d'infiltration superficielles chargées d'acide carbonique libre, et capables par là de dissoudre le carbonate de chaux des terrains qu'elles traversent.

Muséum d'histoire naturelle de Genève.

G. Tiercy et P. Javet. — *Sur la pulsation des étoiles variables du type Céphéide.*

La loi adiabatique de pulsation est incapable de rendre compte du décalage caractéristique des phases des extrema lumineux par rapport à celles des extrema du rayon extérieur r_0 de l'étoile. On sait que le retard du minimum de lumière sur la phase du maximum de r_0 est de un quart de période environ, tandis que celui du maximum de lumière sur la phase du minimum de r_0 est plus faible. Ce retard est resté complètement inexpliqué, tant qu'on s'est tenu, pour essayer de le représenter mathématiquement, à une loi de pulsation du type adiabatique[1].

L'un de nous s'est demandé si la théorie des pulsations adiabatiques ne simplifiait pas par trop le mécanisme de la pulsation, en obligeant tous les rayons à réaliser simultanément leurs maxima ou leurs minima respectifs; il a donc proposé d'admettre une différence de phase entre les variations simultanées de deux rayons quelconques. Dans cette conception nouvelle, la pulsation se transmet de proche en proche, du noyau central de l'étoile à la périphérie de celle-ci[2]. Le cas le plus simple est celui d'une variation harmonique du rayon de

[1] G. Tiercy, *L'équilibre radiatif dans les étoiles*. Gauthier-Villars, Paris, 1935, p. 284 à 291.

[2] *Loc. cit.*, p. 435 et suivantes.

l'étoile; il a été traité dans l'ouvrage cité; par contre, ce dernier n'étudie pas le cas d'une variation à deux termes, qui paraît correspondre à l'observation la plus fréquente.

Le présent travail s'occupe de ce cas, sensiblement plus compliqué que le premier. Les notations sont les mêmes; on a posé:

$\tau = \dfrac{1}{r_0}$ = fonction du temps t	$r = r_i(1 + r_1)$
$\varkappa = \dfrac{r}{r_0}$ = fonction de ξ et de t	$\tau = \tau_i(1 + \tau_1)$
ξ et ψ = variables de Emden	$P = P_i(1 + P_1)$
$\varkappa = \varkappa_i(1 + \varkappa_1)$	$\rho = \rho_i(1 + \rho_1)$
$\varkappa_{1,0} = 0 \ , \ \varkappa_0 = \varkappa_{i,0} = 1$	P = pression totale ,

où la solution statique (P_i, ρ_i, r_i, T_i, ...) est sensée avoir été établie antérieurement.

Le cas de $\varkappa$ = const. est celui d'une contraction ou d'une dilatation dite « uniforme »; il est incapable de rendre compte du décalage en question. Un décalage ne peut intervenir que si $\varkappa$ est fonction du temps, fonction périodique, de période égale à celle de la variation de lumière.

Avec les notations indiquées, la pression totale est donnée, dans le cas général, par la formule:

$$\left\{\begin{aligned} P = {} & \tau^4 \int_{\varkappa}^{1} \frac{\partial M_r}{\partial \varkappa} \cdot \frac{GM_r}{4\pi\varkappa^4} d\varkappa - \int_{\varkappa}^{1} \frac{\partial M_r}{\partial \varkappa} \cdot \frac{1}{4\pi\varkappa}\left[\frac{2}{\tau}\left(\frac{d\tau}{dt}\right)^2 - \frac{d^2\tau}{dt^2}\right] d\varkappa \\ & + \frac{d\tau}{dt}\int_{\varkappa}^{1} \frac{\partial M_r}{\partial \varkappa} \cdot \frac{1}{2\pi\varkappa^2}\left(\frac{d\varkappa}{dt}\right) d\varkappa - \tau \int_{\varkappa}^{1} \frac{\partial M_r}{\partial \varkappa} \cdot \frac{1}{4\pi\varkappa^2}\left(\frac{d^2\varkappa}{dt^2}\right) d\varkappa \ , \end{aligned}\right. \tag{1}$$

où M_r représente la masse contenue à l'intérieur d'une sphère de rayon r, et G la constante de l'attraction newtonienne. Les *vitesses de transformation* n'étant pas négligeables dans le cas des Céphéides, il faut conserver dans (1) les termes contenant les dérivées premières et secondes de τ et de $\varkappa$ par rapport au temps. On écrit (1) plus rapidement comme suit:

$$P = \tau^4 \cdot \varphi(\varkappa) + \left[\frac{d^2\tau}{dt^2} - \frac{2}{\tau}\left(\frac{d\tau}{dt}\right)^2\right] \cdot \Phi(\varkappa) + \frac{d\tau}{dt} \cdot \Gamma(\varkappa) - \tau \cdot Z(\varkappa) \ . \tag{2}$$

où les fonctions φ, Φ, Γ et Z, ainsi que leurs dérivées, s'expriment au moyen des variables d'Emden [1]. Il est d'ailleurs facile de voir qu'on a toujours:

$$(1 + r_1)(1 + \tau_1) = (1 + \varkappa_1) .$$

Nous avons examiné des variations du type:

$$\left\{ \begin{aligned} r_{1,0} &= A_0 \cos Nt + A'_0 \cos (2\,Nt + N') , \\ r_1 &= A_i \cos (Nt + N_i) + A'_i \cos (2\,Nt + N'_i) . \end{aligned} \right.$$

Par des calculs analogues à ceux exposés dans l'ouvrage cité, on a établi l'expression donnant la valeur de P_1. Cette expression contient un certain rapport $\left(\frac{b}{a}\right)$, le même que dans l'ouvrage en question, et qu'en première approximation on peut, semble-t-il, considérer comme constant; en adoptant la valeur moyenne 0,02664 pour ce rapport, on obtient:

$$\left\{ \begin{aligned} P_1 = {} & 7{,}808\, A_0 \cos Nt - 14{,}408 \left[A_i \cos (Nt + N_i) + A'_i \cos (2\,Nt + N'_i)\right] \\ & + 0{,}960 \left[\frac{A_0 + A_i}{2} \cdot \cos\left(Nt + \frac{N_i}{2}\right) + 2(A'_0 + A'_i) \cdot \cos\left(2\,Nt + \frac{N' + N'_i}{2}\right)\right] , \end{aligned} \right. \tag{3}$$

formule qui serait valable, en conséquence, pour toutes les Céphéides. Le choix de la valeur 0,02664 pour $\left(\frac{b}{a}\right)$ a fait disparaître dans P_1 un terme en $A'_0 \cos (2Nt + N')$; mais il faut remarquer que les constantes A'_0 et N' subsistent dans le dernier terme de (3); ce dernier terme pourrait d'ailleurs être encore simplifié.

Il est essentiel de préciser que N_i et N'_i ne peuvent pas s'annuler à la limite photosphérique ξ_0, car alors le décalage observé s'évanouirait. Il faut tenir compte des observations faites dans la couche renversante recouvrant la dernière pellicule photosphérique; et l'on est amené à poser:

$$(N_i)_0 = N_0 \qquad \text{et} \qquad (N'_i)_0 = N'_0 ,$$

[1] *Loc. cit.*, p. 441-444.

où N_0 et N'_0 ont des valeurs non nulles, résultant du calcul de la pression moyenne P_e dans la couche renversante. Cette pression moyenne est donnée par la combinaison de la courbe des vitesses radiales (couche renversante) et de la courbe de lumière (émission de la photosphère).

P. Balavoine. — *La température, facteur de modification de la composition des huiles.*

Chaque espèce d'huile est caractérisée par un mélange de glycérides en proportions à peu près permanentes, mais sujettes cependant à quelques fluctuations. Ces fluctuations agissent sur la valeur des propriétés physiques et chimiques dites constantes, qui oscillent entre deux extrêmes dont l'écart est plus ou moins grand selon l'espèce d'huile considérée. Une de ces constantes, l'indice d'iode, est en corrélation avec la quantité globale d'acides gras non saturés, sans qu'on en puisse déduire cependant la proportion de ces divers acides. Ainsi, pour choisir un exemple que j'ai particulièrement étudié au cours des années précédentes, l'huile de noix possède un indice d'iode compris entre 143 et 162. Il semble naturel d'attribuer ces variations aux nombreuses variétés des noyers. Mais l'examen de mes déterminations me fait présumer que le climat joue un rôle prédominant. Comme l'aire de culture de ces arbres n'est pas très étendu et, surtout, que les huiles de noix que j'ai eues à ma disposition proviennent d'un rayon local assez restreint, il m'a été possible de comparer leurs indices, année après année, en fonction du temps qu'il a fait. Or, dans les années chaudes et ensoleillées, l'indice d'iode est faible, tandis qu'il s'approche du maximum les années froides et pluvieuses. La conclusion s'impose qu'il faut voir dans la chaleur la raison de la formation, dans la graine, d'acides gras non saturés.

Cette observation faite depuis de longues années (1911) m'avait paru de peu d'importance et je l'aurais considérée comme particulière au noyer, si un auteur russe, Ivanow, n'avait signalé récemment un phénomène du même ordre dans l'huile de lin. Suivant cet auteur, les huiles de lin provenant du