Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 16 (1934)

Artikel: Sur l'équilibre radiatif dans les étoiles : formules fondamentales modifiées
Autor: Tiercy, Georges
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741457

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: 13.07.2025

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

SUR
L'ÉQUILIBRE RADIATIF DANS LES ÉTOILES
FORMULES FONDAMENTALES MODIFIÉES

PAR

Georges TIERCY

Résumé.

Reprenant l'égalité $k\eta = \alpha k_c$ de la théorie de M. Eddington, on remplace l'hypothèse d'une valeur uniforme $\alpha = 2{,}5$ pour toutes les étoiles par une autre hypothèse exprimant α en fonction de la température centrale T_c. Il en résulte de nouvelles formules pour exprimer la puissance totale rayonnée L, le rayon r_0, et les éléments centraux ρ_c, T_c, P_c.

1. — Rappels.

Nous supposons connue la relation donnant la puissance totale de radiation dans la théorie d'Eddington:

$$L = \frac{4\pi cGM(1-\beta)}{k\eta}, \qquad (1)$$

où L est la puissance de radiation, M la masse totale de l'étoile, G la constante de gravitation, c la vitesse de la lumière, k le coefficient d'absorption, et β le rapport entre la pression p

BIBLIOTHÈQUE UNIVERSITÉ NEUCHÂTEL

de la matière et la pression totale P; c'est-à-dire qu'on a, en appelant p' la pression de radiation:

$$\begin{cases} p = \beta P = \dfrac{R}{\mu}\rho T , \\ p' = (1 - \beta) P = \dfrac{1}{3} a T^4 ; \end{cases} \tag{2}$$

le coefficient d'absorption est exprimé par la formule suivante en fonction de la température absolue T et de la densité ρ:

$$k = \frac{k_1}{\mu} \cdot \frac{\rho}{T^{\frac{7}{2}}} ; \tag{3}$$

dans cette expression, $\frac{k_1}{\mu}$ est une constante, si l'on représente par μ le poids atomique moyen de l'étoile; quant au coefficient η, il a été défini comme suit par M. Eddington:

$$\frac{L_r}{M_r} = \eta \cdot \frac{L}{M} , \tag{4}$$

où L_r est la puissance rayonnée par une sphère de rayon r, et M_r la masse de cette même sphère.

Les quantités k et η ne figurent dans (1) que par leur produit; or, l'analyse montre que le facteur η, qui vaut l'unité à la surface de l'étoile, augmente lorsqu'on passe de la surface au centre; mais la valeur centrale η_c ne peut valoir qu'un petit nombre de fois l'unité; d'autre part, à cause de l'égalité (3), le facteur k diminue progressivement de la surface au centre; car on a aussi, à cause de (2):

$$\rho = \frac{a \beta \mu}{3 R (1 - \beta)} \cdot T^3 ; \tag{5}$$

μ et β étant des constantes, ρ est proportionnelle à T^3; il s'ensuit que k est inversement proportionnel à $\sqrt{T}$, et diminue lorsque la température augmente.

Ces constatations ont permis à M. Eddington de considérer qu'en première approximation on pouvait poser:

$$k\eta = \text{const.}$$

dans toute l'étoile; cette hypothèse est d'ailleurs liée à celle de β = const. par (1). En réalité, $k\eta$ n'est pas rigoureusement constant; et, dans la suite, il s'agit plutôt d'une valeur moyenne $\overline{k\eta}$. On déduit de ces prémisses que:

$$\begin{cases} P = C \cdot \rho^{\frac{4}{3}} , & \text{où} \\ C = \left[\dfrac{3R^4(1-\beta)}{a\beta^4\mu^4}\right]^{\frac{1}{3}} . \end{cases} \tag{6}$$

Les égalités (5), (6) et β = const. avaient déjà été indiquées par M. Bialobrzeski [1] en 1913, dans la supposition qu'on avait affaire à une sphère gazeuse en équilibre polytropique de classe $n = 3$; l'équation caractéristique d'un tel équilibre est justement $P = C\rho^{\frac{4}{3}}$.

Quant à la valeur du coefficient β, elle est fournie par l'équation du quatrième degré suivante:

$$\begin{cases} \mathfrak{A} M^2\mu^4\beta^4 + \beta - 1 = 0 , & \text{avec} \\ \mathfrak{A} = \text{const.} = (7{,}83) \cdot 10^{-70} , \end{cases} \tag{7}$$

tant dans la théorie de M. Bialobrzeski que dans celle de M. Eddington.

Du fait que les quantités L et M sont grossièrement constantes pour toutes la série des étoiles géantes, il résulte que le produit moyen $\overline{k\eta}$ garde, en gros, la même valeur tout le long de la dite série.

M. Eddington a déduit de cette remarque une conséquence importante. A cause de (3), et en tenant compte de (5), on obtient l'égalité:

$$k = k_c\left(\frac{T_c}{T}\right)^{\frac{1}{2}} , \tag{8}$$

[1] Sur l'équilibre thermodynamique d'une sphère gazeuse libre. *Bull. de l'Acad. de Cracovie*, 1913.

où l'indice c indique les valeurs centrales. On tire de (8) pour le produit moyen $\overline{k\eta}$ l'expression:

$$\overline{k\eta} = k_c \left[\overline{\eta \left(\frac{T_c}{T} \right)^{\frac{1}{2}}} \right] ;$$

nous écrirons cette égalité comme suit:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \overline{k\eta} = \alpha k_c , & \text{en posant :} \\ \alpha = \overline{\eta \sqrt{\frac{T_c}{T}}} ; & \end{array} \right. \tag{9}$$

α est donc un facteur moyen, dont il s'agit de déterminer la valeur convenable. M. Eddington a admis pour α une valeur uniforme $\alpha = 2{,}5$ pour toutes les étoiles de la série; et cette hypothèse l'a conduit à sa célèbre relation:

$$L \sim k_1^{-\frac{4}{5}} . M^{\frac{7}{5}} . (1 - \beta)^{\frac{3}{2}} . \mu^{\frac{4}{5}} . T_e^{\frac{4}{5}} , \tag{10}$$

où T_e est la température effective de l'étoile; cette relation montre que l'éclat absolu dépend essentiellement de la masse du corps, et relativement peu de la température effective. De cette expression (10), on déduit les suivantes, en désignant par r_0 le rayon de l'étoile:

$$\left\{ \begin{array}{l} r_0 \sim k_1^{-\frac{2}{5}} . M^{\frac{7}{10}} . (1 - \beta)^{\frac{3}{4}} . \mu^{\frac{2}{5}} . T_e^{-\frac{8}{5}} ; \\ \rho_c \sim k_1^{\frac{6}{5}} . M^{-\frac{11}{10}} . (1 - \beta)^{-\frac{9}{4}} . \mu^{-\frac{6}{5}} T_e^{\frac{24}{5}} ; \\ T_c \sim k_1^{\frac{2}{5}} . M^{-\frac{1}{5}} . (1 - \beta)^{-\frac{1}{2}} . \mu^{-\frac{2}{5}} . T_e^{\frac{8}{5}} ; \\ P_c \sim k_1^{\frac{8}{5}} . M^{-\frac{4}{5}} . (1 - \beta)^{-3} . \mu^{-\frac{8}{5}} . T_e^{\frac{32}{5}} . \end{array} \right. \tag{11}$$

Dans les comparaisons par division, la constante k_1 est éliminée.

2. — Nouvelle hypothèse sur le facteur moyen α.

La valeur de α dépend de la répartition des facteurs η dans le corps de l'étoile; et le facteur η dépend lui-même du régime admis pour la libération d'énergie; ce régime peut être tel que l'énergie libérée ($4\pi\varepsilon$) par unité de masse et par seconde soit proportionnelle à T, ou à T^2, ou à T^4, par exemple; plus l'exposant de T est élevé, plus la libération d'énergie est concentrée dans la partie profonde de l'étoile.

Dans chaque cas de libération envisagé, le facteur η, qui vaut 1 à la frontière de l'astre, croît vers le centre jusqu'à une valeur déterminée η_c supérieure à 1, et qui ne peut atteindre qu'un petit nombre de fois l'unité. Avec la loi $\varepsilon \sim T$, on a $\eta_c = 1{,}7$; avec $\varepsilon \sim T^2$, on a $\eta_c = 2{,}6$; avec $\varepsilon \sim T^4$, il vient $\eta_c = 4{,}7$.

D'autre part, si on prend la distribution de température dans le corps de l'étoile résultant des théories de Bialobrzeski, d'Eddington et d'Emden, la formule (3) montre que le coefficient d'absorption k augmente dans le rapport de 1 à $4\frac{3}{4}$ quand on va du centre à une distance $r = 0{,}87\, r_0$ [1]. Ainsi, du centre à une couche toute proche de la surface, c'est-à-dire en prenant la presque totalité de la masse de l'étoile (99%), η diminue tandis que k augmente. Les valeurs indiquées plus haut montrent que, quelle que soit l'hypothèse de distribution des sources d'énergie, le produit $k\eta$ doit rester approximativement constant dans l'étoile; en fait, comme il a été dit ci-avant, c'est la valeur moyenne $\overline{k\eta}$ qui intervient dans les formules; et nous avons relevé que ce $\overline{k\eta}$ moyen garde grossièrement la même valeur quand on passe d'une étoile à l'autre dans la série des géantes.

Quelle est, dans ces conditions, la valeur numérique du coefficient moyen α ? Pour la trouver, il faut diviser l'étoile en

[1] Nous laissons de côté la dernière couche extérieure, pour laquelle les tables numériques d'Emden ne sont plus utilisables.

une série de couches d'égale masse, calculer les valeurs individuelles de $\alpha = \eta\sqrt{\frac{T_c}{T}}$ pour les différentes couches respectivement, et faire ensuite la moyenne. D'après les calculs préparés par M. Eddington dans les hypothèses de libération d'énergie $\varepsilon \sim T$, $\varepsilon \sim T^2$ et $\varepsilon \sim T^4$, on a le tableau suivant:

ε	$\sim T$	$\sim T^2$	$\sim T^4$
η_c	1,7	2,6	4,7
$\bar{\alpha}$	1,74	2,12	2,75

Il faut alors remarquer que les valeurs individuelles de α pour les différentes couches ne s'éloignent jamais beaucoup de la moyenne correspondante, sauf cependant les α centraux (α_c) pour les cas de forte concentration des sources d'énergie; par exemple, pour $\varepsilon \sim T^4$, on a $\alpha_c = 4{,}71$ contre une moyenne de 2,75; de même pour $\varepsilon \sim T^2$, on a $\alpha_c = 2{,}57$ contre une moyenne de 2,12; alors que pour $\varepsilon \sim T$, il vient $\alpha_c = 1{,}70$, valeur presque égale à la moyenne.

Quelle loi faut-il adopter pour la répartition des sources d'énergie ? La même loi convient-elle uniformément pour tous les types d'étoiles ? C'est là une question à laquelle il est extrêmement difficile de répondre.

Si on adopte une valeur moyenne α uniforme pour toutes les étoiles, on court évidemment le risque de commettre un écart systématique, puisque k_c peut varier, du type spectral M au type A, dans le rapport de 3 à 1; la théorie de répartition des densités et des températures donne en effet, comme on sait: $\rho_c \sim T_e^6$, $T_c \sim T_e^2$, d'où $k_c \sim \frac{1}{T_e}$; il est vrai que la valeur du poids atomique moyen μ peut varier d'un type spectral à l'autre, même si l'on ne sort pas de la série des géantes; mais cette variation de μ est minime; et son influence est faible, comparée à celle de la variation de k_c.

Le petit tableau numérique précédent montre que le α moyen est certainement fonction du régime de libération

d'énergie. Cette fonction ne prend évidemment que des valeurs relativement rapprochées de 2,5 quand on passe de la loi $\varepsilon \sim T$ à $\varepsilon \sim T^4$; cependant l'adoption de la valeur uniforme $\alpha = 2{,}5$ pour toutes les étoiles ne me paraît pas être entièrement satisfaisante.

Prenons en effet l'égalité (9):

$$\overline{k\eta} = \alpha k_c ,$$

par laquelle on a défini le facteur α. Le premier membre restant grossièrement constant lorsqu'on passe d'une étoile géante à l'autre, il doit en être de même pour le second membre.

En réalité, la moyenne $\overline{k\eta}$ semble montrer une légère diminution systématique, lorsqu'on passe d'une étoile où règnerait la loi $\varepsilon \sim T$ à une autre étoile où la loi $\varepsilon \sim T^4$ serait valable; en effet, α_c passe alors de 1,70 à 4,71; tandis que le k_c diminue proportionnellement à $\frac{1}{T_c}$, puisqu'on a, à cause de (3) et (5):

$$k_c = k_1 \cdot \frac{a}{3R} \cdot \frac{\beta}{1-\beta} \cdot \frac{1}{\sqrt{T_c}} . \qquad (12)$$

Précisons cependant que, si $\overline{k\eta}$ diminue quelque peu lorsqu'on passe d'une loi de libération d'énergie à une autre, cette moyenne prend une valeur déterminée pour chaque étoile, de même que le coefficient β.

Le produit αk_c doit donc être grossièrement constant, avec tendance à diminution lorsqu'on passe de la loi $\varepsilon \sim T$ à la loi $\varepsilon \sim T^4$; or, dans le dernier cas, et à masse égale, la température centrale T_c est plus grande que dans le premier cas; k_c est donc plus petit et a diminué comme $\frac{1}{\sqrt{T_c}}$. Pour rétablir la constance approximative du produit αk_c, on est amené à considérer une augmentation compensatrice du facteur α.

Nous allons donc abandonner l'hypothèse d'Eddington d'une valeur uniforme $\alpha = 2{,}5$ pour toutes les étoiles, et la remplacer par une autre hypothèse plus satisfaisante.

Remarquons qu'admettre une variation de α quand on passe d'une étoile à l'autre, cela revient à admettre que la loi

de libération d'énergie n'est pas la même pour toutes les étoiles; et cela semble raisonnable, puisque les températures T_c sont sensiblement différentes, du moins dans la série des géantes.

Pour compenser la diminution de k_c avec $\frac{1}{\sqrt{T_c}}$, je propose l'hypothèse suivante:

$$\begin{cases} \alpha \sim \sqrt[3]{T_c}\ , \\ \alpha = \alpha_0 \sqrt[3]{T_c}\ , \qquad \alpha_0 = \text{const.}\ ; \end{cases} \tag{13}$$

on voit que la compensation n'est pas complète; et lorsque T_c augmente, c'est-à-dire lorsqu'on passe de $\varepsilon \sim T$ à $\varepsilon \sim T^4$, le produit αk_c diminue quelque peu.

En utilisant l'hypothèse (13), on constate que le α moyen varie dans les limites indiquées par le tableau numérique précédent, lorsqu'on passe d'une étoile à l'autre. Voici les résultats pour un groupe de six étoiles; on remarquera que les dernières sont des naines; la théorie générale de l'équilibre radiatif s'applique en effet aux étoiles naines denses, comme Eddington l'a montré en 1924.

Etoile	T_c	$\sqrt[3]{T_c}$	α $\left(\text{avec } \alpha_0 = \frac{1}{120}\right)$
Capella	$(0{,}91)\text{–}10^7$	209,1	1,74
V Puppis	$(4{,}24)\text{–}10^7$	348,7	2,90
Y Sagittarii	$(6{,}87)\text{–}10^6$	190,1	1,58
Soleil	$(3{,}95)\text{–}10^7$	340,6	2,84
60 Krueger	$(5{,}32)\text{–}10^7$	375,2	3,13
	$(7{,}91)\text{–}10^7$	429,3	3,58

La moyenne générale de ces différentes valeurs est à peu près de 2,5.

Nous adopterons donc l'hypothèse (13); et nous allons la mettre en jeu pour établir la formule « Radiation-Masse » modifiée.

3. — Nouvelle formule fondamentale.

Nous ne reprendrons pas le calcul *ab ovo*; il suffit de repartir de la formule fondamentale (10) d'Eddington, où nous réintroduirons le facteur α; il y figure tout naturellement, puisque le dénominateur de (1) est $\overline{k\eta} = \alpha k_c$. La relation (10) s'écrit alors comme suit:

$$L \sim \alpha^{-\frac{4}{5}} \cdot k_1^{-\frac{4}{5}} \cdot M^{\frac{7}{5}} \cdot (1-\beta)^{\frac{3}{2}} \cdot \mu^{\frac{4}{5}} \cdot T_e^{\frac{4}{5}} . \qquad (14)$$

Ici, nous sommes obligés de faire appel à un résultat fondamental, tant de la théorie de M. Bialobrzeski que de celle de M. Eddington; c'est celui qui donne la valeur de la température centrale T_c; on a:

$$T_c = 0{,}856 \cdot \frac{G}{R} \cdot \frac{\mu\beta M}{r_0} . \qquad (15)$$

Comme on a d'autre part:

$$L = 4\pi r_0^2 \sigma T_e^4 ,$$

il vient:

$$T_c = 0{,}856 \cdot \frac{GM \cdot 2\sqrt{\pi\sigma} \cdot T_e^2}{L^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{\mu\beta}{R} ; \qquad (16)$$

d'où:

$$T_c^{\frac{1}{3}} = 0{,}950 \cdot \frac{G^{\frac{1}{3}} \cdot \sqrt[6]{4\pi\sigma}}{R^{\frac{1}{3}}} \cdot \frac{M^{\frac{1}{3}} T_e^{\frac{2}{3}} \mu^{\frac{1}{3}} \beta^{\frac{1}{3}}}{L^{\frac{1}{6}}} . \qquad (17)$$

Cette quantité exprime la variation admise pour α par l'hypothèse (13); portons-la dans la relation (14); on obtient:

$$L \sim k_1^{-\frac{4}{5}} \cdot M^{\frac{17}{15}} \cdot (1-\beta)^{\frac{3}{2}} \cdot \mu^{\frac{8}{15}} \cdot T_e^{\frac{4}{15}} \cdot \beta^{-\frac{4}{15}} \cdot L^{\frac{2}{15}} ; \qquad (18)$$

mais alors l'équation (7) en β donne:

$$\beta^{-\frac{4}{15}} \sim (1-\beta)^{-\frac{1}{15}} \cdot \mu^{\frac{4}{15}} \cdot M^{\frac{2}{15}} ; \qquad (19)$$

de sorte qu'on a finalement, en portant cette expression dans (18):

$$L \sim k_1^{-\frac{12}{13}} . M^{\frac{19}{13}} . (1 - \beta)^{\frac{43}{26}} . \mu^{\frac{12}{13}} . T_e^{\frac{4}{13}} . \qquad (20)$$

Telle est la nouvelle formule que nous proposons pour représenter la relation entre la puissance totale rayonnnée et la masse.

On constate immédiatement que, suivant cette nouvelle formule, la puissance rayonnée L dépend de la masse plus essentiellement encore que ce n'était le cas avec la formule (10); l'exposant $\frac{19}{13}$ de M dans (2) est plus grand que l'ancien exposant $\frac{7}{5}$; et le nouvel exposant $\frac{43}{26}$ de $(1 - \beta)$ est supérieur à l'ancien exposant $\frac{3}{2}$; on sait, d'autre part que, à cause de l'équation (7), la parenthèse $(1 - \beta)$ est une fonction croissante de la masse. Par contre, dans la nouvelle relation (20), la température effective T_e a moins d'influence sur la valeur de L que ce n'était le cas dans la formule (10).

De la relation (20), on déduit d'autres relations utiles de même genre, comme on le fait avec l'ancienne expression (10). Nous les donnons ci-après.

4. — Formules nouvelles déduites de (20).

1° Tirant r_0 de l'équation $L = 4\pi r_0^2 \sigma T_e^4$, et remplaçant L par l'expression (20), on trouve:

$$r_0 \sim k_1^{-\frac{6}{13}} . M^{\frac{19}{26}} . (1 - \beta)^{\frac{43}{52}} . \mu^{\frac{6}{13}} . T_e^{-\frac{24}{13}} ; \qquad (21)$$

2° Ensuite, comme la théorie générale établit que ρ_c est proportionnelle à la densité moyenne $\bar{\rho}$, et comme on a toujours

$$\bar{\rho} = \frac{3M}{4\pi r_0^3} ,$$

il vient, grâce à (21):

$$\rho_c \sim \bar{\rho} \sim k_1^{\frac{18}{13}} . M^{-\frac{31}{26}} . (1 - \beta)^{-\frac{129}{52}} . \mu^{-\frac{18}{13}} . T_e^{\frac{72}{13}} ; \quad (22)$$

3° Puis, partant de la valeur (15) de T_c, tenant compte de l'expression (21), d'une part, et de l'équation (7), d'autre part, on trouve:

$$T_c \sim k_1^{\frac{6}{13}} . M^{-\frac{3}{13}} . (1 - \beta)^{-\frac{15}{26}} . \mu^{-\frac{6}{13}} . T_e^{\frac{24}{13}} ; \quad (23)$$

4° Enfin, de l'égalité générale $(1 - \beta) P = \frac{a}{3} T^4$, on tire:

$$(1 - \beta) P_c \sim T_c^4 ,$$

ce qui donne:

$$P_c \sim k_1^{\frac{24}{13}} . M^{-\frac{12}{13}} . (1 - \beta)^{-\frac{43}{13}} . \mu^{-\frac{24}{13}} . T_e^{\frac{96}{13}} . \quad (24)$$

Les nouvelles formules (20) à (24) conduisent nécessairement à des conséquences analogues à celles entraînées par la célèbre formule (10) de M. Eddington et par les autres formules déduites; on trouve notamment que:

a) Pour un type spectral donné (T_e donnée), les étoiles les plus massives sont les plus légères et les plus froides;

b) L'augmentation de radiation avec la masse se fait à un rythme plus rapide pour les petites masses que pour les grandes;

c) Et l'on peut ajouter que la puissance rayonnée totale L exprimée par (20) est une fonction plus rapidement croissante de la masse que ce n'était le cas avec la formule (10).

5. — Nouvelle valeur de la constante $\frac{k_1}{\mu}$.

Il va sans dire que la nouvelle hypothèse (13) a aussi pour effet de modifier quelque peu la valeur numérique de la constante $\left(\frac{k_1}{\mu}\right)$ de (3).

Adoptons la valeur $\alpha k_c = 122$ obtenue en utilisant les données numériques assez bien connues relatives à l'étoile Capella, et en admettant pour le Soleil une magnitude bolométrique absolue légale à $4^m,85$.

Dans l'hypothèse de la valeur uniforme $\alpha = 2,5$ pour toutes les étoiles, on trouvait $k_c = 49$; et la valeur $\frac{k_1}{\mu} = (9,01).10^{26}$ était tirée de la relation (3) appliquée au centre de l'étoile:

$$k_c = \frac{k_1}{\mu} \cdot \frac{\rho_c}{T_c^{\frac{7}{2}}} .$$

Avec notre nouvelle hypothèse $\alpha = \alpha_0 \sqrt[3]{T_c}$, on trouve d'abord:

$$k_c = \frac{122}{\alpha} = \frac{122}{\alpha_0 T_c^{\frac{1}{3}}} = \frac{k_1}{\mu} \cdot \frac{\rho_c}{T_c^{\frac{7}{2}}} ;$$

$$\frac{k_1}{\mu} = \frac{122\, T_c^{\frac{19}{6}}}{\alpha_0 \rho_c} , \qquad \text{avec} \qquad \alpha_0 = \frac{1}{120} ; \qquad (25)$$

et comme, pour Capella, on a $T_c = (0,914).10^7$ et $\rho_c = 0,1250$, on trouve finalement:

$$\frac{k_1}{\mu} = (12,93) \cdot 10^{26} .$$

Nous avons appliqué les formules précédentes (20) à (25) à plusieurs étoiles de types respectifs différents; elles ont donné des résultats s'accordant très bien avec les faits observés.