

P 890 B

Extrait du *Bulletin de l'Académie royale de Belgique* (Classe des Sciences).  
Séance du 5 décembre 1936, n° 12.

N° 192

**Remarques concernant la formation des couches nébulaires  
émettrices dans les étoiles Be,**

par P. SWINGS et M. DESIRANT.

L'observation de certaines raies brillantes dans le spectre des étoiles Be a conduit à de nombreuses discussions relatives au mécanisme d'émission de ces lignes et à la formation des couches extérieures émettrices. Struve a, le premier<sup>(1)</sup>, montré que cette émission est en relation nette avec la rotation axiale des étoiles; un mémoire d'O. Struve et P. Swings<sup>(2)</sup> a apporté de nombreux documents et discussions concernant la « théorie rotationnelle » des étoiles Be; ces recherches ont encore été continuées dans la suite, en particulier par O. Struve et ses collaborateurs, et par Dean B. Mc Laughlin, qui y a associé des pulsations de l'atmosphère. Il est incontesté à l'heure actuelle que les raies d'émission soient produites dans une nébulosité entourant l'étoile mère, l'émission étant excitée par un processus de recombinaisons analogue à celui que Zanstra a introduit pour expliquer les spectres de nébuleuses.

Mais on peut discuter<sup>(3)</sup> la question de l'origine de ces nébulosités entourant dans certains cas les étoiles B et qui sont responsables des raies d'émission. L'idée initiale de Struve, développée dans le travail de Struve et Swings, était que la nébulosité est essentiellement due à la rotation rapide de l'étoile, ou en tout cas est grandement facilitée par celle-ci. Les observations montrent avec certitude que

(1) *Ap. J.*, 73, 94, 1931.

(2) *Idem.*, 75, 161, 1932.

(3) Cf., par exemple, C. H. PAYNE-C. MAULBETSCH, *Harv. Circ.*, 364, 1931; B. P. GERASIMOVIC, *M. N. R. A. S.*, 94, 743, 1934.

1936

UNIVERSITÉ DE LIÈGE (Belgique)  
INSTITUT D'ASTROPHYSIQUE  
Collection de Mémoires in 8°



la rotation axiale joué un rôle important. Mais est-ce là le seul facteur en jeu ou, du moins, le facteur de beaucoup le plus important?

Quelles sont, de façon générale, les causes physiques qui peuvent provoquer la dissipation d'atomes et la formation d'une nébulosité annulaire entourant l'étoile B? L'effet thermique étant beaucoup trop faible, il reste trois facteurs :

- a) l'instabilité due à la rotation axiale;
- b) l'action du champ magnétique (produit par la rotation de l'étoile) sur les gaz ionisés de l'atmosphère stellaire;
- c) la pression de radiation.

L'instabilité due à la rotation axiale est le point de départ de l'hypothèse de Struve concernant l'origine des couches émettrices. Si l'étoile a un moment angulaire très grand, elle peut devenir instable et, dans certaines conditions, donner lieu à une éjection équatoriale de matière produisant un anneau équatorial en rotation.

Le deuxième facteur n'a jamais été étudié numériquement de façon suffisante; l'idée en est due à S. Rosse-land<sup>(1)</sup>, qui l'a appliquée à la chromosphère solaire. Nous ne retiendrons pas ce facteur, dont le rôle dans les étoiles B paraît être assez réduit; il n'en est pas moins certain qu'une étude soignée de cette cause serait de grand intérêt.

L'influence de la pression de radiation a surtout été discutée par B. P. Gerasimovič<sup>(2)</sup>. A la suite des travaux de M. C. Johnson<sup>(3)</sup>, on était tenté de croire que la pression de radiation sélective ne pouvait pas contrebalancer l'effet de gravité; ainsi, pour  $T=30000^\circ$  et pour une pression électronique  $p_e=10^{-4}$  atm., l'accélération de radiation pour l'hydrogène n'est, d'après Johnson, que  $10^{-3}$  fois la gravité de surface d'une étoile normale.

Mais Gerasimovič a montré que ces résultats de Johnson

<sup>(1)</sup> *Publ. Oslo Univ. Obs.*, 5, 1933.

<sup>(2)</sup> *Loc. cit.*

<sup>(3)</sup> *M. N. R. A. S.*, 56, 813, 1925; 56, 300, 1924.

ne subsistent pas si l'on applique les données acquises récemment sur le coefficient d'absorption atomique dans la raie de Lyman  $L_\alpha$  et dans le fond continu à la limite de Lyman, et si l'on détermine ainsi l'accélération des atomes H, due aussi bien à l'absorption Lyman continue qu'à l'absorption de  $L_\alpha$ . En fait, l'absorption continue a un effet bien supérieur à  $L_\alpha$  et Gerasimovič a trouvé<sup>(1)</sup> pour l'accélération correspondant au fond continu de Lyman (pour  $T > 10000^\circ$ ) :

$$\gamma_{\text{rad}} = \frac{p_e}{(kT)^{3/2}} \times 2.6 \times 10^{-17} \text{ C. G. S.} \quad (1)$$

Il semble assez probable que, conjointement à l'effet de rotation axiale, cette cause d'expulsion d'atomes doive jouer un rôle important, du moins dans le cas de l'hydrogène; cet atome étant, en effet, de loin l'élément le plus abondant, peut donner lieu à des mouvements d'ensemble dans l'atmosphère stellaire. D'ailleurs, l'apparition des raies brillantes de Balmer est le phénomène le plus courant des étoiles Be; le cas des autres atomes se manifestant parfois en émission (He, He<sup>+</sup>, Fe<sup>+</sup>, ... ) serait un peu plus compliqué.

Nous voudrions dans cette note montrer l'importance que présente la distribution des pressions au sein de l'atmosphère stellaire pour la formation d'anneaux extérieurs. Gerasimovič a déjà signalé très brièvement ce facteur, mais nous croyons néanmoins utile d'y revenir et de fournir quelques renseignements numériques susceptibles d'éclairer le problème.

Pour qu'il puisse y avoir expulsion d'atomes d'hydrogène dans la région équatoriale, il faut que l'accélération centrifuge équatoriale ajoutée à  $\gamma_{\text{rad}}$  contrebalance la gravité  $g$ . D'après la formule (1), il faudra pour cela choisir

<sup>(1)</sup> *Loc. cit.*, formule (1).

une pression électronique convenable  $p_e$  (1). Nous pouvons nous faire une idée concernant  $p_e$  en calculant, pour quelques étoiles Be, la gravité  $g$  et l'accélération centrifuge équatoriale  $\frac{V^2}{R}$ . Les résultats des calculs sont indiqués dans le tableau I.

TABLEAU I. — Étoiles Be.

ÉTOILE.	$g_1$	$g_2$	$\frac{V^2}{R}$	$p_e$ requis.
$\varphi$ Persée . . . . .	$11,2 \cdot 10^4$	$3,79 \cdot 10^4$	$0,38 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^{-3}$ atm.
$\pi$ Aquarii . . . . .	$3,83 \cdot 10^4$	$4,3 \cdot 10^4$	$0,44 \cdot 10^4$	$10^{-3}$ "
$\psi$ Persée . . . . .	$2,91 \cdot 10^4$	$2,04 \cdot 10^4$	$0,16 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{-3}$ "
$\beta$ Monocerotis . . . . .	$3,45 \cdot 10^4$	$0,5 \cdot 10^4$	$0,13 \cdot 10^4$	$0,5 \cdot 10^{-3}$ "

La deuxième colonne ( $g_1$ ) fournit la valeur de  $g$  en unités C.G.S., obtenue en calculant la masse à partir de la magnitude absolue bolométrique par emploi de la relation masse-luminosité; le rayon est calculé par la formule de Russell (2). Dans la troisième colonne, nous donnons la valeur déduite de formules inédites mises obligamment à notre disposition par D<sup>r</sup> S. Chandrasekhar. La quatrième colonne donne l'accélération centrifuge correspondant à la vitesse de rotation axiale  $V$  observée. Enfin, la dernière colonne fournit la pression électronique qui serait requise pour que, en ajoutant  $V^2/R$  et  $\gamma_{\text{rot}}$ , on obtienne  $g_2$ : on a supposé une température effective  $T_e$  de  $15.000^\circ$ .

Remarquons tout de suite que ces estimations peuvent être entachées d'erreurs assez grandes, qui apparaissent déjà lors de la simple comparaison de  $g_1$  et  $g_2$ . On doit, en

(1) En d'autres termes, seuls auront une accélération totale vers le haut, suffisante pour compenser  $g$ , les atomes H provenant d'une région de la couche renversante où  $p_e$  a une valeur convenable fournie par (1).  
(2) P. A. S. P., 32, 315, 1920.

effet, utiliser la valeur mal connue des parallaxes, ainsi que l'estimation (peu précise) du rayon  $R$ . Enfin, la formule  $V^2/R$  suppose que l'axe polaire de l'étoile est normal à la direction d'observation, de sorte que, si l'on admet que les rayons  $R$  sont corrects, les vraies valeurs des accélérations centrifuges équatoriales sont sûrement supérieures aux nombres de la quatrième colonne. Toutes ces imprécisions font que, à partir du tableau I, on ne peut pas décider avec certitude si la rotation seule peut produire un anneau nébulaire extérieur (3). Pourtant, le fait que les valeurs de  $V^2/R$  dans les quatre étoiles considérées sont nettement plus faibles que  $g$  semble bien indiquer que l'accélération de radiation doit entrer en jeu.

Les valeurs requises pour  $p_e$  sont relativement élevées. Comme l'a montré Gerasimovitch, ceci n'empêche pas l'expulsion d'atomes d'hydrogène, à cause de la grande abondance de cet élément. Mais il faut que le gradient de pression soit suffisamment petit, sinon les atomes ne pourraient atteindre des vitesses initiales assez grandes. Afin de montrer l'influence du facteur « gradient de pression », nous allons examiner toute une série d'étoiles B ne présentant pas de raies d'émission, quoique ayant une vitesse de rotation axiale assez grande. Les résultats des calculs sont indiqués dans le tableau II; les vitesses de rotation utilisées pour le calcul de  $V^2/R$  sont tirées du travail de C. Westgate (4).

Un simple examen de ce tableau II montre qu'il suffirait de pressions électroniques analogues à celles inscrites au tableau I pour qu'il puisse y avoir expulsion d'atomes, faisant passer ces étoiles B au stade Be. Les valeurs requises pour  $p_e$  seraient dans tous les cas comprises (en partant de  $g_2$ ) entre  $3 \cdot 10^{-3}$  et  $0,5 \cdot 10^{-3}$  atm.

(3) On pourra sans doute obtenir des valeurs observées plus satisfaisantes du rapport de  $V^2/R$  à  $g$ , en examinant avec précision les profils de rotation des raies d'absorption et en appliquant la théorie développée récemment par P. Swings et S. Chandrasekhar. (M. N. R. A. S., nov. 1936.)  
(4) Ap. J., 77, 141, 1933; 79, 335, 1934.

Si, comme il paraît bien être le cas, l'accélération centrifuge et l'accélération de radiation agissent concurrentement pour donner lieu aux nébulosités des étoiles Be, il faut bien admettre que les gradients de pression sont

TABLEAU II. — Étoiles B à raies d'absorption (1).

NUMÉROS de Boss.	Type spectral.	$g_1$	$g_2$	$\frac{V^2}{R}$
2600	B 3	4,49	1,8	0,09
5127	B 3	3,78	0,7	0,09
5833	B 3	2,59	2,3	0,05
5471	B 3	5,81	3,07	0,10
898	B 5	0,24	1,2	0,06
5992	B 5	0,23	1,1	0,08
3392	B 9	2,4	1,3	0,07
5525	B 5	3	1,5	0,15
4302	B 8	2,57	1,6	0,14
5068	B 3	3,81	1,6	0,14
3973	B 3	5,42	2,4	0,10
1550	B 3	3,78	1,5	0,10
1346	B 3	3,75	1,5	0,08
1391	B 3	1,47	0,5	0,03
4883	B 3	3,5	1,4	0,09
4784	B 3	3,0	1,3	0,07
1123	B 5	3,11	0,3	0,08
1507	B 3	1,5	0,7	0,004
5170	B 2	3,65	1,3	0,13
1039	B 0	3,38	1,7	0,125

remment pour donner lieu aux nébulosités des étoiles Be, il faut bien admettre que les gradients de pression sont

(1)  $g_1$ ,  $g_2$  et  $V^2/R$  sont exprimés en unités  $10^4$  C. G. S.

nettement plus faibles dans les étoiles Be que dans les étoiles B. Ceci cadre d'ailleurs avec le fait que les étoiles Be sont en général plus brillantes que les étoiles B à raies d'absorption. Il serait difficile à l'heure actuelle de discuter numériquement l'influence du gradient  $dp/dh$ ; il faudrait pour cela disposer de formules suffisamment dignes de confiance, fournissant  $dp/dh$  en fonction de la température effective  $T_e$  et de la gravité  $g$ . Une première base est constituée par l'étude des « photosphères modèles » de Milne (1) et de S. Chandrasekhar (2); mais il y aurait lieu de continuer ces recherches avant qu'on puisse les appliquer au problème considéré ici.

Institut d'Astrophysique de l'Université de Liège,  
2 décembre 1936.

(1) MILNE, *Phil. Trans.*, A, 228, 431, 1929 (Bakerian Lecture).

(2) CHANDRASEKHAR, *M. N. R. A. S.*, 92, 186, 1932.