

**Zeitschrift:** Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft  
**Herausgeber:** Schweizerische Astronomische Gesellschaft  
**Band:** 30 (1972)  
**Heft:** 130/131

**Artikel:** Les étoiles supergéantes  
**Autor:** Nicollier, C.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-899748>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 15.03.2025

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

# ORION

Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft  
Bulletin de la Société Astronomique de Suisse

30. Jahrgang, Seiten 74–124 Nr. 130/131, Juni 1972

30<sup>e</sup> année, pages 74–124, No. 130/131, Juin 1972

## An unsere Leser

Der SAG-Vorstand hat beschlossen, diese Nummer des ORION als *Doppelnummer* 130/131 mit erweitertem Umfang herauszugeben und dafür die für den Ferienmonat August vorgesehene Nummer ausfallen zu lassen. Dagegen werden die Oktober-Nummer und die Dezember-Nummer termingemäss erscheinen.

Veranlassung zu dieser Änderung boten mehrere Umstände: Die Redaktion verfügt zur Zeit über sehr viel interessantes und aktuelles Material, das sie unseren Lesern noch vor den Sommerferien unterbrei-

ten möchte. Sodann soll diese Nummer auch über die Generalversammlung der SAG 1972 und die dort gefassten Beschlüsse informieren. Schliesslich kann die an sich schon zu kleine ORION-Redaktion in den Sommermonaten nicht voll besetzt sein, so dass die mit der Herausgabe einer Doppelnummer verbundene Erscheinungspause fast einem Erfordernis gleichkommt. Wir bitten unsere Leser, diesen Umständen Verständnis entgegenzubringen.

Die ORION-Redaktion

## Les étoiles supergéantes

par C. NICOLLIER, Lausanne

### 1. Introduction

Bien avant la parution de l'*Henry Draper Catalogue* (CANNON et PICKERING 1918–1924), dans lequel plus de 225 000 étoiles jusqu'à la magnitude 8.25 avaient été recensées et classées dans une séquence unidimensionnelle de température (types spectraux de Harvard), il était apparu que les spectres d'étoiles de même type spectral pouvaient présenter des différences et on avait pensé pouvoir attribuer ces différences à des écarts en luminosité entre ces étoiles. Les auteurs même de l'*Henry Draper Catalogue* avaient jeté les bases d'une classification bidimensionnelle des étoiles en introduisant les préfixes a, b et c pour ordonner les différents spectres d'étoiles appartenant à la même classe spectrale. Ces préfixes n'ayant pas pu être rattachés à des paramètres physiques bien précis, ils n'avaient pas été retenus lors de l'édition du Catalogue. Plus tard, HERTZSPRUNG, en comparant les parallaxes trigonométriques et mouvements propres d'étoiles appartenant à la même classe spectrale, prouva que le préfixe c caractérisait les spectres d'étoiles à grande luminosité intrinsèque. Il annonça sa découverte en 1909 en ces termes: «Wir müssen hieraus schliessen, dass die c-Sterne, selbst die, welche zu den hellsten Sternen des Himmels gehören, sehr entfernt und absolut ausserordentlich hell sind». L'usage du préfixe c fut retenu dans la *classification du Mt. Wilson* (ADAMS et KOHLSCHÜTTER 1914), basée sur des spec-

trogrammes à plus grande dispersion que ceux ayant servi à la classification de Harvard. Dans leur *classification MK* bidimensionnelle, MORGAN, KEENAN et KELLMAN (1943) introduisirent par la suite les classes de luminosité V, IV, III, II et I, cette dernière se rapportant aux étoiles les plus lumineuses. Plus tard, MORGAN subdivisa la classe de luminosité I en les classes Ib, Iab, Ia et Ia0 (ou Ia<sup>+</sup>), correspondant à des luminosités croissantes.

Les trois classifications mentionnées (HD, Mt Wilson et MK) sont basées sur la comparaison visuelle des spectres stellaires avec ceux d'étoiles standards en type spectral (et en classe de luminosité pour la classification MK). Ces classifications conduisent à des représentations *discrètes* de séquences d'étoile dont les propriétés (température et luminosité) varient de manière *continue*. Des méthodes de classification *quantitatives* ont été aussi développées, surtout depuis 1950; elles permettent des représentations bi ou tridimensionnelles des étoiles, basées sur des indices photométriques sensibles aux divers paramètres physiques caractérisant les atmosphères stellaires.

Il n'existe pas de définition unique d'une étoile *supergéante*, les critères de classification variant suivant le point de vue adopté. Du point de vue de la *classification spectrale*, rapportée à celle de MORGAN, KEENAN et KELLMAN, une supergéante est une étoile de classe de luminosité Ib, Iab ou Ia. La classe Ia0 est celle des

*supersupergéantes*. La magnitude absolue visuelle  $M_V$  des supersupergéantes les plus brillantes de notre Galaxie et du Grand Nuage de Magellan est voisine de  $-10$ , ce qui correspond à une luminosité près de  $10^6$  fois supérieure à celle du Soleil. Du point de vue de l'évolution stellaire cependant, le critère de luminosité permettant d'attribuer à une étoile le caractère de supergéante est souvent remplacé par un critère de masse: une étoile est déclarée supergéante si, en cours d'évolution, sa luminosité devient au moins égale à celle qui caractérise la classe Ib. Nous reprendrons plus loin cette question de l'évolution des étoiles et verrons que le tracé évolutif d'une étoile dans le diagramme couleur-luminosité (ou diagramme de HERTZSPRUNG-RUSSEL) dépend essentiellement de la masse de cette étoile (et de sa composition chimique initiale). Une étoile atteint en cours d'évolution une luminosité d'autant plus grande qu'elle est plus massive, et, selon le critère énoncé ci-dessus, on peut montrer que la masse inférieure limite des supergéantes est située aux environs de 5 masses solaires ( $5 M_{\odot}$ ).

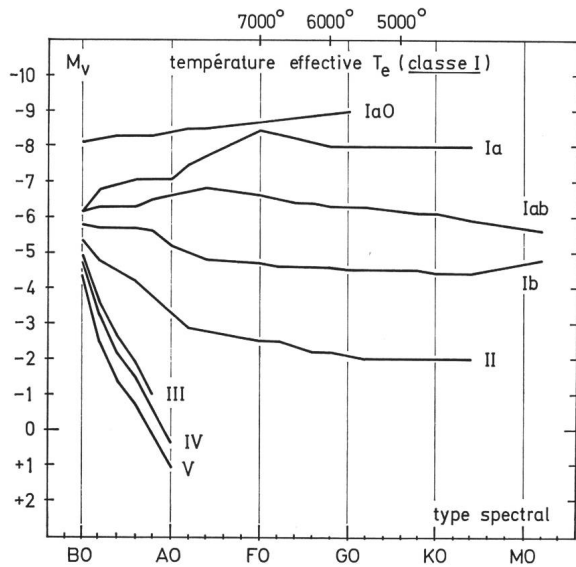


Fig. 1: Calibration en magnitude absolue visuelle des types spectraux et classes de luminosité MK.

L'étude des étoiles supergéantes présente de nombreux intérêts pour l'astrophysicien. En effet, étant donné la rapidité de leur évolution, ce sont des astres très jeunes, représentants typiques de la population I, et à ce point de vue, l'étude de leur distribution dans l'espace nous apporte une information très précieuse sur la structure du disque galactique. Beaucoup de supergéantes présentent d'autre part des phénomènes d'instabilité. Les *céphéides* elles-mêmes sont des supergéantes F5-K0Ib animées de *pulsations radiales* qui les font varier en dimension, en couleur et en luminosité. Etant donné leur éclat intrinsèque, les supergéantes variables et non variables sont de puissants indicateurs de distances. Les relations entre période, amplitude,

couleur et luminosité des céphéides sont maintenant bien connues. Le problème de la calibration en luminosité des supergéantes non variables n'est par contre pas encore résolu de manière satisfaisante; la question n'est pas simple car aucune supergéante n'est assez proche pour que l'on puisse mesurer sa parallaxe, donc sa distance, avec une bonne précision. La supergéante la plus proche du Soleil,  $\alpha$  Carinae ou *Canopus* ( $m_V -0.71$ , F0 Ib) est située à 60 pc ou 200 années de lumière! De plus, on trouve peu de supergéantes dans les amas (à part h et  $\chi$  Per), et le rayonnement des supergéantes du champ ou membres d'associations est toujours assez fortement absorbé et rougi par la matière interstellaire, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant. La calibration en magnitude absolue visuelle des classes de luminosité MK, telle qu'elle est actuellement adoptée, est illustrée sur la figure 1.

## 2. Distribution des supergéantes dans l'espace

Une étude très complète de cette question a été publiée par R. M. HUMPHREYS (1970). Ce travail est basé sur les mesures photométriques, dans le système UBV, de plus de 600 supergéantes galactiques de tous types spectraux. Donnons un aperçu de la méthode utilisée par cet auteur pour déterminer la distance de ces étoiles à partir de la connaissance de leur type spectral et de leur classe de luminosité MK d'une part, de leur magnitude apparente visuelle V et de leur indice de couleur B-V d'autre part.

En l'absence d'absorption interstellaire, on a la relation suivante entre la magnitude apparente visuelle V, la magnitude absolue visuelle  $M_V$  et la distance r d'une étoile (en parsecs):

$$(1) \quad V - M_V = -5 + 5 \log_{10} r$$

Connaissant le type spectral et la classe de luminosité de l'étoile, la mesure de V et l'usage de la calibration représentée sur la figure 1 suffiraient pour déterminer r. En réalité, l'absorption interstellaire, importante dans le plan galactique et plus particulièrement dans les associations d'étoiles jeunes dans lesquelles on trouve la plupart des supergéantes, affecte le rayonnement des étoiles lointaines en l'atténuant d'une part, et en modifiant sa répartition spectrale d'autre part dans le sens d'un rougissement. L'indice B-V, qui est une mesure du rapport des intensités dans le bleu et dans le jaune du flux de rayonnement stellaire observé, est ainsi modifié. Or il existe une calibration type spectral et classe de luminosité MK — indice B-V *intrinsèque*, désigné habituellement par  $(B-V)_0$ , caractérisant le rayonnement de l'étoile en l'absence de rougissement interstellaire. La comparaison de B-V et  $(B-V)_0$  fournit l'*excès de couleur*  $E(B-V) = (B-V) - (B-V)_0$ , grandeur toujours positive reliée à l'absorption totale dans le visible  $A_V$  par un facteur multiplicatif constant  $1/R$  voisin de  $1/3$ . On écrit habituellement:

$$(2) \quad A_V = R \cdot E(B-V) \cong 3 E(B-V)$$

La relation entre la magnitude apparente visuelle  $V$ , la magnitude absolue visuelle  $M_V$  et la distance  $r$  devient, dans le cas où le rayonnement de l'étoile est absorbé par la matière interstellaire :

$$(3) \quad V - M_V = -5 + 5 \log_{10} r + R \cdot E(B-V)$$

Pour  $r$  et  $M_V$  donnés,  $V$  est ainsi *augmenté* par la présence de matière interstellaire entre l'étoile et l'observateur, ce qui est juste, puisqu'à une augmentation de magnitude correspond une diminution d'éclat. Nous avons vu d'autre part que la mesure de l'indice  $B-V$  de l'étoile permet d'évaluer cette correction à apporter à  $V$  pour s'affranchir de l'absorption interstellaire.

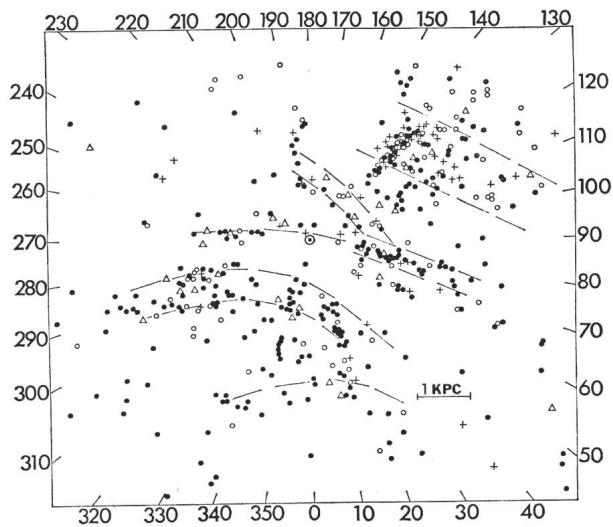


Fig. 2: Distribution spatiale des supergéantes galactiques reconnues; O9-B5 ●; B5-A5 ○; A5-K5 △; K5-M +. La position du Soleil est indiquée par ⊙. Cette figure est extraite de l'article de R. M. Humphreys (1970).

Ainsi, R. M. HUMPHREYS a déterminé les distances des étoiles individuelles et en a déduit la répartition dans l'espace des supergéantes. Le résultat de cette étude est illustré sur la figure 2. Les *bras spiraux de Persée* (en haut à droite), d'*Orion* (au milieu) et du *Sagittaire* (en bas à gauche) ont été représentés. Les supergéantes se distribuent bien suivant les bras spiraux caractérisant la distribution du gaz et des divers traceurs optiques de la structure spirale: régions H II et amas galactiques. La structure radiale (par rapport au Soleil) de certains agrégats de supergéantes, surtout dans le bras de Persée (association I Per), n'est certainement pas réelle, mais traduit l'imperfection des calibrations utilisées (surtout la calibration en magnitude absolue visuelle des types spectraux et classes de luminosité MK) et le caractère assez grossier des corrections de rougissement et d'absorption interstellaire; en effet, la loi d'extinction interstellaire et la valeur de  $R$  ne sont pas les mêmes dans toutes les régions du ciel. Au sujet de la calibration en magnitude absolue, le calcul montre qu'une erreur de  $0.5^m$

sur la valeur de  $M_V$  conduit à une erreur relative de 23% sur la valeur de la distance  $r$ , or la précision des bonnes calibrations actuelles est justement de l'ordre de  $0.5^m$  pour les étoiles supergéantes. Ceci montre l'évidente nécessité d'améliorer encore ces calibrations. Les *Nuages de Magellan*, et particulièrement le Grand Nuage (figure 3) offrent certainement des possibilités intéressantes pour les calibrations futures à l'aide des méthodes de la photométrie à bande étroite ou intermédiaire. En effet, le Grand Nuage est situé à une distance de 50 kpc, correspondant à un module de distance de  $18.5^m$ ; le Petit Nuage, lui, est distant de 61 kpc, et son module de distance est de  $18.9^m$ . Les supersupergéantes et supergéantes Ia du Grand Nuage, par exemple, ont des magnitudes apparentes visuelles comprises entre  $8.5^m$  et  $11.5^m$ , sans tenir compte de la faible absorption  $A_V$  dans le visible, de l'ordre de  $0.3^m$ . Elles sont donc à la portée des techniques de la photométrie photoélectrique. L'avantage d'une calibration en magnitude absolue visuelle basée sur les étoiles du Grand Nuage, par exemple, est évident: toutes les étoiles utilisées pour cette calibration sont pratiquement situées à la même distance et sont, en première approximation, également rouges. La valeur de  $M_V$  peut donc être déduite directement de la valeur mesurée de  $V$  (formule [3]), si  $r$  est connu. Malgré son intérêt indiscutable, une telle calibration se heurte à une difficulté, l'incertitude sur la valeur de  $r$ , et d'autre part elle ne peut être appliquée sans précautions aux supergéantes galactiques à cause d'éventuelles différences intrinsèques pouvant exister entre celles-ci et les supergéantes du Grand Nuage. Les différences de structure et de composition entre les supergéantes non variables (ou réputées non variables jusqu'ici) galactiques et des Nuages de Magellan ne sont pas établies à ce jour avec certitude, mais une différence nette de distribution en période et en amplitude de variation a été constatée entre les *céphéides* galactiques et celles des Nuages, traduisant d'éventuelles différences de composition chimique.

### 3. Structure interne et évolution des supergéantes

Les supergéantes sont des étoiles de *très grandes dimensions*. A priori, cela paraît assez évident puisque ce sont des étoiles massives, mais le rapport des rayons d'une étoile supergéante et d'une naine est incomparablement plus grand que le rapport de leurs masses. Lorsqu'on passe, par exemple, d'une étoile naine de type solaire à une supergéante de même type spectral, la masse doit être multipliée par un facteur 12 environ, et le rayon par un facteur 130. La densité moyenne d'une supergéante G5 est environ  $10^5$  fois plus faible que celle d'une naine G5! D'autre part, pour une luminosité donnée, une étoile est d'autant plus grande que sa température superficielle est plus basse, c'est-à-dire que son type spectral est plus avancé. Ceci est évident car chaque kilomètre carré de la surface d'une étoile froide rayonnant moins d'énergie que la même surface d'une étoile chaude (loi de STEFAN-

BOLTZMANN), une étoile froide doit être plus grande qu'une étoile chaude pour rayonner la même quantité d'énergie, c'est-à-dire pour avoir la même luminosité. Ainsi, les plus grandes étoiles connues sont des supersupergéantes froides.  $\alpha$  Scorpionis ou Antares, supergéante M1 Ib, est située près de l'écliptique. Cette position particulière dans le ciel lui vaut d'être parfois occultée par la Lune, circonstance qui a permis une bonne détermination de son diamètre apparent par des mesures photométriques ultra-rapides des disparitions et réapparitions derrière le limbe lunaire. Son rayon a été trouvé égal à 740 rayons solaires. Autre exemple plus impressionnant encore: l'étoile HDE 268757, supersupergéante G5 Ia0 appartenant au Grand Nuage de Magellan, a un rayon qui a été estimé par une méthode photométrique indirecte à 2200 rayons solaires ou 10.3 unités astronomiques (1 unité astronomique = distance moyenne Terre-Soleil). Mise à la place du Soleil, cette étoile aurait sa surface située au-delà de l'orbite de Saturne! Pourquoi en est-il ainsi? Pourquoi ces étoiles massives et froides sont-elles si étendues? La réponse à cette question est à chercher dans leur structure interne: l'extension de l'enveloppe d'une supergéante de type spectral intermédiaire ou avancé est principalement une conséquence de l'inhomogénéité de composition chimique qui se développe à son intérieur en cours d'évolution. Nous sommes ainsi conduits à aborder le problème de l'évolution des étoiles massives. Les résultats des calculs d'évolution stellaire sur la base de modèles évolutifs sont généralement représentés sur un diagramme de Hertzsprung-Russel analogue à celui qui nous a servi à représenter la calibration en magnitude  $M_V$  des types spectraux et classes de luminosité MK, mais avec les grandeurs  $\log T_e$  ( $T_e$  = température

effective) en abscisse, et  $\log \frac{L}{L_\odot}$  ( $\frac{L}{L_\odot}$  = luminosité

rapportée à la luminosité du Soleil) en ordonnée. La figure 4, adaptée de l'ouvrage de J. P. COX et R. T. GIULI (1968), illustre les tracés évolutifs d'étoiles de 1, 3, 5, 9 et 15 masses solaires à partir de la séquence principale (A) calculés par IBEN (1964). Les grandeurs  $X$  (= 0.708),  $Y$  (= 0.272) et  $Z$  (= 0.020) désignent les abondances relatives initiales (en masse) de l'hydrogène, de l'hélium et des éléments lourds respectivement. Ces valeurs sont représentatives de la population I ou population du disque. Sur la figure 4, nous avons représenté les lignes correspondant aux étoiles de 1, 10, 100 et 1000 rayons solaires (échelle logarithmique) selon la relation:

$$(4) \quad L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4$$

où  $\sigma$  = constante de Stefan-Boltzmann

$$\text{ou } (5) \quad \log \frac{L}{L_\odot} = 2 \log \frac{R}{R_\odot} + 4 \log \frac{T_e}{T_{e\odot}}$$

Au stade de la séquence principale (A), une étoile massive tire l'énergie qu'elle rayonne dans l'espace,

sous forme de rayonnement, de réactions thermonucléaires se produisant en son centre dans un noyau convectif, et transmutant l'hydrogène en hélium (cycle CNO). Décrivons dans ses grandes lignes l'évolution postérieure au stade de la séquence principale d'une étoile de 5 masses solaires (voir figure 4). Entre A et B, l'étoile consomme tout l'hydrogène contenu dans son noyau, qui devient pratiquement un noyau d'hélium pur (les éléments plus lourds étant peu abondants), la température effective diminue quelque peu, la luminosité et le rayon par contre augmentent.

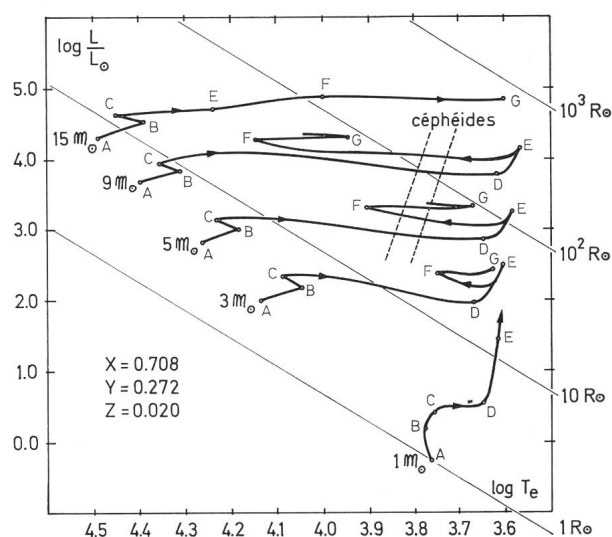


Fig. 4: Tracés évolutifs d'étoiles de 1, 3, 5, 9 et 15 masses solaires, selon les calculs d'IBEN (1964).

Précisons maintenant l'influence sur le rayon de l'étoile de la discontinuité de composition chimique existant à la limite du noyau convectif: à l'intérieur, de l'hélium pratiquement pur, à l'extérieur, de l'hydrogène surtout, et 30% d'hélium environ. A la limite du noyau convectif, les variables  $P$  (pression) et  $T$  (température) doivent être continues. L'équation d'état

$$(6) \quad P = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$$

où  $k$  = constante de Boltzmann  
 $\mu$  = poids atomique moyen  
 $m_H$  = masse de l'atome d'hydrogène  
 $\rho$  = masse spécifique

devant être satisfaite à cette limite, à la discontinuité de  $\mu$ , résultant du saut de composition chimique, correspondra une discontinuité de  $\rho$ . Si  $\mu_i$  et  $\mu_e$  désignent les poids atomiques moyens, dans le noyau et dans l'enveloppe respectivement, à la limite du noyau, et si l'on désigne par  $\rho_i$  et  $\rho_e$  les masses spécifiques correspondantes, on a:

$\frac{\mu_i}{\mu_e} > 1$  ( $\frac{8}{3}$  pour de l'hélium et de l'hydrogène purs, complètement ionisés)



et  $\frac{\mu_i}{\rho_i} = \frac{\mu_e}{\rho_e}$  (par [6] et la continuité de P et T)

par conséquent (7)  $\frac{\rho_i}{\rho_e} > 1$

Le gradient de pression dans la structure a pour valeur

$$(8) \quad \frac{dP}{dr} = -G \frac{M_r}{r^2}$$

où  $M_r$  = masse contenue dans la sphère de rayon r  
G = constante de gravitation

Les expressions (7) et (8) nous montrent que la diminution brusque de  $\rho$  à la limite du noyau entraîne une réduction du gradient de pression  $\left| \frac{dP}{dr} \right|$  à cette limite, et par conséquent une extension de l'enveloppe puisque,  $\left| \frac{dP}{dr} \right|$  étant plus faible qu'en l'absence de discontinuité de  $\mu$ , une plus grande étendue de l'enveloppe sera nécessaire pour que P puisse s'abaisser jusqu'à la valeur nulle caractérisant la surface de l'étoile. En fait, à mesure que le noyau de l'étoile s'enrichit en hélium entre A et B, l'accroissement du rayon qui en résulte



Fig. 3: Le Grand Nuage de Magellan (photo Observatoire de Lick).

s'accompagne d'une contraction du noyau, conduisant à une augmentation sensible de la concentration relative de la masse dans la configuration.

Après épuisement de l'hydrogène dans le noyau et une légère contraction globale de l'étoile entre B et C, ayant pour conséquence une augmentation de la température interne, l'hydrogène va s'allumer en C dans

une coquille entourant le noyau d'hélium. Le noyau va alors s'accroître en masse, l'enveloppe va considérablement s'étendre et le point représentatif de l'étoile va se déplacer rapidement vers la droite en direction des géantes ou supergéantes rouges. Les raisons de ces transformations peuvent être expliquées par des raisonnements similaires à ceux que nous avons évo-

qués pour décrire l'évolution durant la phase A-B mais *quantitativement*, les changements de structure ne sont bien établis que sur la base de calculs de *modèles évolutifs*, du genre de ceux qui ont été utilisés pour l'établissement des tracés de la figure 4. En E commence la combustion de l'hélium dans le noyau, le point représentatif de l'étoile se déplace à nouveau vers la gauche, jusqu'en F où l'hélium se trouve épuisé dans le noyau, alors que l'hydrogène se consume toujours dans une coquille. Il en résulte une contraction globale de l'étoile jusqu'à ce qu'en G, l'hélium s'allume à son tour dans une coquille entourant le noyau riche en éléments lourds. Les phases suivantes qui mènent à la combustion des éléments lourds (carbone, oxygène) dans le noyau n'ont pas été calculées par IBEN. Notons que les boucles décrites par les points représentatifs des étoiles de 5–9 masses solaires dans la région des supergéantes rouges leur permettent de passer à plusieurs reprises dans la *bande des céphéides*, représentée sur la figure 4, qui est un domaine dans lequel les modèles présentent des instabilités du même type que celles qui sont à l'origine de la pulsation des céphéides. Le tracé évolutif d'une étoile de 15 masses solaires diffère sensiblement de celui de l'étoile de 5 masses solaires que nous venons de décrire: la combustion de l'hélium dans le noyau commence déjà au stade de supergéante bleue, avant l'augmentation considérable du rayon qui précède cette phase de l'évolution pour les étoiles moins massives. On note d'autre part l'absence totale de boucles du tracé évolutif. Ce type d'évolution, à luminosité pratiquement constante, caractérise toutes les étoiles très massives (des calculs ont été faits pour des modèles de 30, 60, 200 et 1000 masses solaires!). Les phases ultimes de l'évolution des étoiles massives sont encore mal connues. Certaines supergéantes subissant une perte de masse considérable lors d'une explosion du type *supernova*, puis deviennent vraisemblablement des *étoiles à neutrons*. D'autres terminent peut-être leur existence à l'état de «*trous noirs*». Relevons encore un fait important: la vitesse d'évolution d'une étoile varie considérablement avec sa masse. *Une étoile massive étant beaucoup plus lumineuse qu'une étoile de faible masse (relation masse-luminosité:  $L \sim M^{3.5}$ ), elle consumera plus rapidement ses réserves de combustible nucléaire et par conséquent évoluera plus vite.* Depuis le début de la combustion de l'hydrogène en son centre (A), une étoile de 9 masses solaires mettra 22 millions d'années pour en arriver au début de la combustion de l'hélium (E), il faudra par contre 11 milliards d'années à une étoile de masse solaire pour en arriver au même stade d'évolution. C'est la raison pour laquelle on peut affirmer que *toutes les supergéantes que nous observons, même les plus évoluées, sont des étoiles jeunes.*

#### 4. Caractéristiques spectrales et variabilité des supergéantes

Les spectres d'une supergéante et d'une naine ayant approximativement la même distribution d'énergie dans le continu diffèrent essentiellement par (1) la lar-

geur des raies de l'hydrogène et de l'hélium. Ces raies sont beaucoup plus fines dans le cas d'une supergéante que dans le cas d'une naine, à cause de l'effet STARK, lié à la pression électronique, qui constitue un facteur d'élargissement beaucoup plus important dans l'atmosphère (relativement) dense d'une naine que dans l'atmosphère ténue d'une supergéante, (2). *Toutes les autres raies sont plus larges dans le cas d'une supergéante*, et cet effet est lié à la *microturbulence*, affectant surtout les raies d'éléments lourds et toujours présente dans une atmosphère d'étoile très lumineuse.

A vrai dire, le concept de microturbulence cache une réalité physique qui n'est pas entièrement comprise à ce jour. A l'origine, ce terme devait se rapporter à des mouvements de masse de faible amplitude dans les atmosphères stellaires, par opposition à la *macroturbulence*, terme désignant les mouvements à grande échelle comme les courants méridiens. Actuellement, on cherche ailleurs que dans le champ des vitesses du gaz stellaire l'explication de ces causes d'élargissement. Il est certain que des phénomènes aérodynamiques dans les atmosphères des supergéantes contribuent à élargir les raies, mais d'autres facteurs difficiles à traiter dans les modèles, interviennent aussi (écarts à l'équilibre thermodynamique local par exemple).

Les différences spectrales dont il est question ci-dessus sont à l'origine de divers critères de classification des étoiles en luminosité. Citons la classification de SINNERSTAD (1961), basée sur la mesure de la largeur équivalente de raies de l'hydrogène, applicable aux étoiles chaudes, et l'indice photoélectrique  $\beta$ , introduit par STRÖMGREN (1958), mesurant l'absorption de la raie H $\beta$  (application de la différence [1] entre les spectres d'étoiles supergéantes et naines). P. OSMER (1970) a développé plus récemment une méthode permettant la détermination de la magnitude absolue visuelle des supergéantes F par la mesure de l'absorption de la raie de l'oxygène OI 7774 Å, fortement élargie dans les spectres d'étoiles lumineuses par un accroissement de la microturbulence (application de la différence [2]).

Depuis le travail d'ABT (1957) sur la *variabilité des supergéantes*, cette question a été étudiée par de nombreux astronomes théoriciens et observateurs. On réalise maintenant que *la plupart des supergéantes sont variables en vitesse radiale, microturbulence, luminosité et couleur.* Les variations en luminosité, exprimées en magnitude, sont le plus souvent inférieures à 0.1<sup>m</sup>, elles ne sont pas aussi régulières que celles des céphéides; les *amplitudes* et parfois les *périodes* de ces variations ont malgré tout pu être déterminées pour quelques supergéantes. Les *relations période – densité moyenne* ont permis de montrer que ces variations sont probablement dues à des *oscillations radiales* de ces étoiles. *Les amplitudes de variation sont corrélées avec les luminosités* (MAEDER 1972). Un programme de mesures systématiques de supergéantes est actuellement en préparation à l'Observatoire de Genève. Les mesures

photométriques en sept couleurs seront effectuées dès cet automne dans les stations d'observation de *St Michel* (télescope de 1 m) et du *Gornergrat* (télescope de 40 cm). Les étoiles de ce programme ont des am-

plitudes de variation probablement inférieures à 0.01<sup>m</sup>. On espère malgré tout pouvoir déterminer les périodes de ces variations pour mieux comprendre les mécanismes qui sont à leur origine.

*Références :*

ABT H. A.: Ap. J., 126, 138, 1957.  
 ADAMS W. S. et KOHLSCHÜTTER A.: Ap. J., 40, 385, 1914.  
 CANNON A. J. et PICKERING E. C.: Harvard Ann., Vols, 91-99, 1918.  
 COX J. P. et GIULI R. T.: Principles of Stellar Structure Vol. 2 (éd. Gordon and Breach), p. 987, 1968.  
 HUMPHREYS R. M.: A. J., 75, 602, 1970.  
 IBEN I.: Ap. J., 140, 1631, 1964.  
 MAEDER A.: Astronomy and Astrophysics, sous presse, 1972.  
 MORGAN W. W., KEENAN P. C. et KELLMAN E.: An Atlas of Stellar Spectra (University of Chicago Press), 1943.  
 OSMER P.: Thèse (California Institute of Technology), 1970.  
 SINNERSTAD U.: Stockholm Obs. Ann., Vols, 21, no. 6 et 22, no. 2, 1961.  
 STRÖMGREN B.: Stellar Populations (éd. D.J.K. O'Connell) p. 245, 1958.

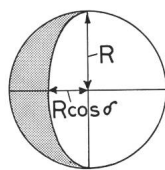
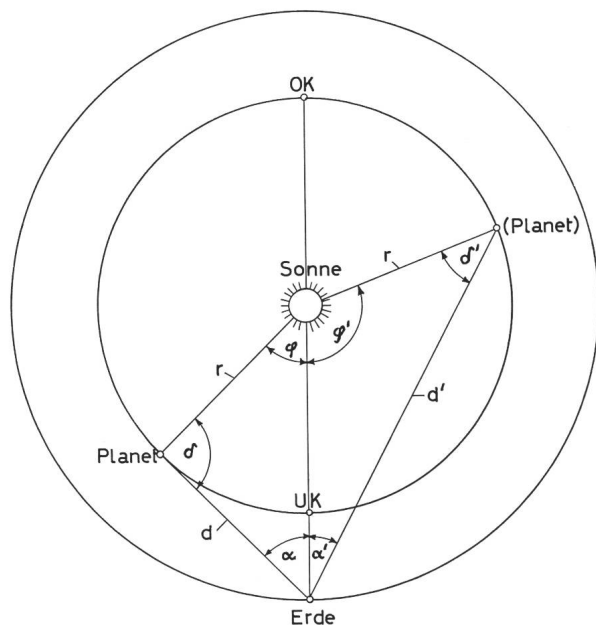
*Adresse de l'auteur :* C. NICOLLIER, Institut d'astronomie de l'Université de Lausanne, 1290 Sauverny.

## Allgemeine Untersuchung der Positionen maximalen Glanzes bei inneren Planeten

VON B. STANEK, Basel

Jeder Sternfreund wird früher oder später auf die Frage aufmerksam, wann ein innerer Planet wie Venus oder Merkur seine maximale Helligkeit erreicht. Schon die Anschauung lehrt, dass ein solcher Himmelskörper *Phasen* zeigen muss. Je nach seiner Lage bezüglich Erde und Sonne sieht man einen mehr oder weniger grossen Teil seiner Oberfläche beleuchtet (s. Abb. 1). Steht z. B. Venus nahe der unteren Konjunktion UK, dann erscheint sie als ganz schmale Sichel, aber dafür in günstigster Distanz. Dagegen ist in der oberen Konjunktion OK praktisch die ganze Venus beleuchtet, aber die Distanz zur Erde ist unverhältnismässig viel grösser. Irgendwo dazwischen muss offenbar der Fall eintreten, dass beide Effekte – Phase und Distanz – sich so kombinieren, dass Venus mit maximaler Helligkeit erscheint.

Die Beobachtung lehrt, dass Venus diesen Punkt als Sichel erreicht, Merkur dagegen bei etwa halber Beleuchtung. Dies lässt sofort die Frage aufkommen, ob es nicht ein allgemeines Gesetz gibt, das den Punkt maximalen Glanzes eines inneren Planeten in Abhängigkeit von dessen Bahnradius angibt. Für Kreisbahnen in der Ekliptik ist die Beantwortung dieser Frage mittels einfacher mathematischer Hilfsmittel möglich. Die in Abb. 1 angegebenen Formeln sollen nur einem allfällig nachrechnenden Leser als Referenz dienen.



Aus den Figuren folgt:  $R_{vis} \cdot d = \text{const.}$   
 Beleuchteter Flächenanteil:  $\frac{\pi}{2} R^2 (1 + \cos \delta)$   
 Maximale Helligkeit tritt ein, wenn:  
 $\cos \varphi = 2\sqrt{3+r^2} - \frac{1+2r^2}{r}$ , oder:  
 $\cos \alpha = \frac{2}{3}\sqrt{3+r^2} - \frac{2}{3}r$

Fig. 1: Beleuchtung der inneren Planeten.