Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 18 (1965)
Heft: 3

Artikel: Abondance initiale d'étoiles légères dans les amas ouverts
Autor: Martinet, Louis
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-739235

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: 16.07.2025

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

8. Blindage

Le blindage qui a été ajouté au boitier original du *PM* a été combiné avec un manchon de refroidissement. Il s'agit d'un cylindre à deux parois de 2 mm en acier doux auquel a été superposé un manteau de μ-métal de 0,9 mm d'épaisseur. Le photomètre muni de son blindage a été soumis aux mêmes expériences que celles décrites dans le § 5. Les effets d'un champ perturbateur ont été très nettement amoindris. On peut en juger par les renseignements fournis ci-dessous.

Champ transversal: Variation de gain $< \pm 0{,}8\,\%$ pour $\pm$ 5 champs terrestres; effet chromatique insensible en-dessous de 5 champs terrestres.

Champ longitudinal: Effets encore sensibles, mais réduits par un facteur 5 environ. Variation de gain $< \pm 1\,\%$ pour $\pm$ 2 champs terrestres; effets chromatique insensible jusqu'à $\pm$ 2 champs terrestres.

Champ vertical: Variation de gain $< \pm 0.8\,\%$ pour $\pm$ 8 champs terrestres.

Le blindage se révèle suffisant pour éliminer l'influence du champ terrestre. On remarque toutefois que pour un champ longitudinal, son efficacité est moins grande. Cela est probablement dû à la position asymétrique occupée par la photocathode à l'intérieur du blindage.

Observatoire de Genève
mai 1965

[1] Golay, M., (1959) *Orion*, N° 64, pp. 573-581.
[2] Ruffener, F. (1964), Publ. Obs. Genève, série A, N° 66.

Manuscrit reçu le 23 juin 1965.

Louis MARTINET. — Abondance initiale d'étoiles légères dans les amas ouverts.

1. En conséquence de l'évolution intrastellaire et de l'évasion des étoiles les plus légères, la masse totale d'un amas décroît au cours du temps. La fonction des luminosités $\psi\,(M_v)$ observée, que l'on relie facilement à la fonction des masses $\psi\,(m)$, peut fournir certaines indications sur l'état évolutif de l'amas. Au cours du temps, l'évaporation stellaire n'affecte pratiquement que la partie faible de la fonction des luminosités $\psi\,(M_v; t)$. Une estimation théorique globale de la variation évolutive de cette fonction peut être envisagée en définissant le paramètre

$$D(t) = \frac{\log \psi\,(M_{v_1}; t) - \log \psi\,(M_{v_2}; t)}{M_{v_1} - M_{v_2}} \qquad (1)$$

pente moyenne de ψ à l'instant t entre deux magnitudes M_{v_1} et M_{v_2}, où M_{v_1} correspond par exemple au maximum de la fonction des luminosités observée et M_{v_2} est la magnitude des étoiles les plus faibles. $D(t)$ dépend entre autres de la fonction initiale $\psi(M_v; 0)$ adoptée. Le deuxième membre de (1) peut être évalué en utilisant la notion du temps d'évaporation t_{ev} (Spitzer et Härm, 1958).

On a, au bout d'un temps $t = t_{ev}$,

$$D(t_{ev}) = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) \log \frac{1}{e} - \log k}{\Delta M_v} \tag{2}$$

$$\text{où } \alpha_i = \frac{\lambda\left(\frac{m_i}{\overline{m}}; \xi\right)}{\lambda(1; \xi)}, \quad i = 1, 2, \text{ avec } \lambda\left(\frac{m_i}{\overline{m}}; \xi\right) \div \frac{1}{n(m_i)} \cdot \frac{dn(m_i)}{dt}$$

$\xi = \frac{\bar{r}}{r_s}$ où $\bar{r}$ = rayon moyen de l'amas et r_s = rayon de stabilité. Les m_i sont les masses, en nombre $n(m_i)$, correspondant aux magnitudes M_{v_i}.

Les λ ont été tabulés pour différentes masses m_i et différentes valeurs de ξ (Martinet 1965).

$k = \frac{\psi(M_{v_2}; 0)}{\psi_a(M_{v_2}; 0)}$ où ψ_a est une fonction des luminosités constante pour toute $M_v > M_{v_1}$.

Si l'on adopte pour $\psi(M_v; 0)$ la fonction ψ_a, k vaudra 1. Si $\psi(M_v; 0)$ est soit du type ψ_{VRH} (fonction des luminosités de Van Rhyjn), soit du type $\overline{\psi} = \frac{\psi_a + \psi_{VRH}}{2}$, k sera supérieur à 1.

La valeur de D en un instant $t = \gamma \,.\, t_{ev}$, sera

$$D(t) = \frac{\gamma \log \frac{1}{e} \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) - \log k}{\Delta M_v}$$

En particulier, en vue de comparaisons avec les valeurs de D tirées des observations, il est utile de calculer $D(T)$, où T = âge de l'amas considéré. Le raisonnement tenu ici implique que $\overline{m}$ et ξ sont maintenus constants, ce qui est naturellement contraire à la réalité. Mais il a été établi par ailleurs (Martinet 1965), qu'une pente $|D_0^F|$ calculée à l'aide de valeurs constantes de $\overline{m}$ et ξ égales respectivement aux valeurs initiales m_0 et ξ_0 borne inférieurement la pente réelle $|D(T)|$ alors qu'une pente $|D_T^F|$ calculée à l'aide des valeurs actuelles $\overline{m}_T$ et ξ_T borne $|D(T)|$ supérieurement. On a pu ainsi estimer que dans le cas d'un amas vieux (M67), seule une fonction $\psi(M_v; 0) = \psi_{VRH}$ conduisait à une valeur de D en accord avec la valeur tirée des observations. Par ailleurs, un calcul plus élaboré nous a conduit à adopter

pour les Pléiades une fonction initiale du type ψ_a et pour Praesepe une fonction de type $\bar{\psi}$. La dépendance de la vitesse d'évolution vis à vis des valeurs initiales de paramètres tels que la masse totale, le rayon et le rayon de stabilité a été également indiquée.

2. Il est utile de voir, dans la mesure du possible, si ces résultats très partiels, tendant à mettre en évidence la non-universalité de $\psi\,(M_v; 0)$, sont confirmés sur d'autres exemples d'amas ouverts d'âge quelconque. Nous avons rassemblé à cet effet des données relatives à une dizaine d'amas, dont la plupart sont extraites de l'étude de Van den Bergh et Sher (1960). Dans la table 1, la masse totale $\mathfrak{M}_c$ est estimée à partir de la fonction des luminosités observée, extrapolée vers les étoiles très légères. Le rayon de stabilité est calculé à l'aide de la formule donnée par Michie (1963),

$$r_s = [1 + (\beta R)^{\frac{3}{2}}] \cdot \frac{1}{(\beta R)^{\frac{1}{2}}} \cdot \left[\frac{G\mathfrak{M}_c}{3\alpha^2}\right]^{\frac{1}{3}}$$

où α et β sont des coefficients dépendant de la distance R de l'amas au centre galactique. $\bar{r}$ est le rayon contenant la moitié de la masse en projection, tel qu'il est donné, dans la plupart des cas, par Van den Bergh et Sher. (Sp) est le type spectral de l'étoile la plus brillante, d'après K. H. Schmidt (1962), auquel correspond l'âge d'évolution τ_E. Les croix indiquées dans les trois dernières colonnes indiquent le type de fonction initiale possible pour chaque amas.

Le choix de $\psi\,(M_v; 0)$ a été effectué à l'aide des résultats acquis et en tenant compte des remarques suivantes. Dans certains cas, un examen qualitatif des données est suffisant pour déterminer laquelle des trois fonctions ψ_a, $\bar{\psi}$ ou ψ_{VRH} est adéquate.

TABLE 1

Amas	D	$\mathfrak{M}_c$	$\bar{r}$	r_s	Sp	τ_E	ψ_a	$\bar{\psi}$	ψ_{VRH}
NGC 457	0	1000	3.2	16	B2	10^7	x		
NGC 7243	—0.22	150		7.5	B7	10^8	x		
Pleiades	—0.06	350	2.0	10	B7	10^8	x		
NGC 2099	—0.20	2000	3.6	21	B8	2.10^8	x	x	
NGC 2539	—0.06	500	1.5	12	A1	4.10^8		x	x
Praesepe	—0.20	250	1.5	8.7	A5	10^9		x	
NGC 2477	—0.04	1600	1.7	17	A5	10^9		x	x
NGC 7789	0	4500	4.4	25	F0	6.10^9		x	x
M 67	—0.06	1000	2.2	15	F2	10^{10}			x
NGC 188	—0.10	1200	2.4	16	F5	$1{,}5.10^{10}$			x

a) *Amas jeunes*

On peut d'abord faire remarquer que pour ces amas, le rapport de l'âge au temps de relaxation n'est pas très élevé. D'autre part, ces amas sont suffisamment vieux pour que les étoiles dont la magnitude se situe dans l'intervalle de déficience aient eu le temps d'achever leur contraction gravitationnelle. Dans deux des cas retenus ici (NGC 457, NGC 7243), seule ψ_a peut convenir. Comme on l'a indiqué plus haut, le cas des Pléiades a été traité antérieurement. En outre, le calcul montre que ψ_{VRH} peut être exclue d'emblée pour NGC 2099 car alors la borne supérieure de $|D|$, sup $|D|$, serait inférieure à $|D|$ observée au bout d'un temps égal au temps d'évaporation, qui est assurément supérieur à l'âge de l'amas.

b) *Amas d'âge intermédiaire*

En ce qui concerne NGC 2477, on peut exclure ψ_a car il est facile de montrer qu'en envisageant une telle fonction initiale, inf $|D|$ est supérieure à $|D|$ observée, après un temps égal au temps d'évaporation, sensiblement égal à l'âge de l'amas. On peut également exclure ψ_a pour NGC 2539 car ce choix conduit à une valeur de inf $|D| = 0.09$ en un temps égal à l'âge de l'amas. Pour Praesepe, comme on l'a vu par ailleurs, $\bar{\psi}$ convient bien.

c) *Amas vieux*

On remarque que les valeurs des paramètres jouant un rôle dans nos estimations sont quasiment égales pour les deux amas NGC 188 et M67. Les conclusions concernant M67 restent donc valables pour NGC 188. Les informations sur la fonction des luminosités de NGC 7789 sont incomplètes (magnitude limite $= +5$!); si réellement $D = 0$ reste valable sur un intervalle de magnitudes plus étendu du côté des étoiles faibles, ψ_a ne convient pas pour un amas de cet âge.

3. Cette discussion renforce certaines présomptions selon lesquelles le nombre relatif d'étoiles faibles ($M_v > 5$) formées lors de la création des amas ouverts serait une fonction décroissante du temps.

Sans vouloir accorder une portée excessive à des résultats basés sur des méthodes de calcul souvent approximatives et portant sur un modèle d'amas théorique très schématique (creux rectangulaire de potentiel) nous pouvons toutefois remarquer que plusieurs auteurs (Gray, 1963; Michie 1963; Van den Bergh, 1961) ont été conduits, en suivant d'autres voies, à envisager l'éventualité d'une déficience progressive en étoiles faibles de la fonction initiale des luminosités des amas ouverts.

Dans l'hypothèse de l'universalité temporelle de $\psi(M_v; 0)$, supposée du type ψ_{VRH}, K. H. Schmidt (1962) a mis en évidence une dépendance marquée de la masse initiale totale moyenne $\overline{\mathfrak{M}}_0$ vis-à-vis de l'âge des amas. En particulier les amas jeunes (type 0 à B8) auraient eu une masse initiale totale sensiblement plus grande. Selon Schmidt, ce résultat peut s'expliquer par le fait que certains amas jeunes, pauvres en étoiles, pour lesquels, par conséquent, l'évaluation de l'âge d'après le type spectral

(Sp) s'avère plus imprécise, ont pu être classés comme systèmes d'âge plus élevé. Mais le nombre d'amas éventuellement concernés par cet effet apparaît relativement faible dans le matériel utilisé par Schmidt. Ainsi l'effet souligné par l'auteur est probablement minime. On notera en revanche que la prépondérance des grandes masses initiales pour les amas jeunes est sensiblement atténuée si l'on rejette l'universalité de la fonction des luminosités et si l'on considère au contraire que le nombre relatif d'étoiles faibles formées lors de la création des amas décroît au cours du temps. En corrigeant la courbe de Schmidt $\overline{\mathfrak{M}}_0 = \overline{\mathfrak{M}}_0\,(Sp)$, d'une part en utilisant les différentes fonctions ψ introduites plus haut et d'autre part, dans la mesure du possible, en évaluant plus précisément l'âge des amas, on réduirait notablement les ordonnées $\overline{\mathfrak{M}}_0$ relatives aux amas jeunes.

Observatoire de Genève
Mai 1965

BIBLIOGRAPHIE

GRAY, M., *A. J. 68*, 572, 1963.
MARTINET, L., thèse, sous presse, 1965.
MICHIE, R., *M. N. 126*, 499, 1963.
SCHMIDT, K. H., *A. N. 287*, 41, 1962.
SPITZER, L. et HARM, R. *Ap. J. 127*, 544, 1958.
VAN DEN BERGH, S., *Ap. J. 134*, 553, 1961.
—— et SHER, D., *David Dunlap Observatory Publ.* II, 7, 1960.

Manuscrit reçu le 23 juin 1965.

E. PEYTREMANN. — Etude et réalisation d'une lampe à effet Cerenkov.

Les divers récepteurs photométriques en usage à l'Observatoire de Genève doivent pouvoir être étalonnés par une source lumineuse qui, en plus d'une grande stabilité, inhérente à tout étalon, doit présenter des caractéristiques spectrales propres à la photométrie à larges bandes passantes (spectre continu, dans le domaine de 3000 à 7000 Å, température de couleur élevée, de l'ordre de 20.000°, etc.). Nous avons porté notre choix sur une source à effet Cerenkov.

L'EFFET CERENKOV

Je donne ci-dessous quelques brèves indications sur l'effet Cerenkov. De plus amples informations pourront être trouvées dans l'importante monographie que Jelley [1] a consacrée à ce sujet. L'émission lumineuse Cerenkov est due au passage

[1] JELLEY, JV, Cerenkov Radiation and its Applications. Pergamon Press.