Zeitschrift: Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft
Herausgeber: Schweizerische Astronomische Gesellschaft
Band: 47 (1989)
Heft: 235

Artikel: Rencontres d'étoiles dans les amas globulaires (2) [Fortsetzung]
Autor: Meylan, Georges / Verbunt, Frank
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-899069

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: 16.12.2025

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

Rencontres d'étoiles dans les amas globulaires (2)

GEORGES MEYLAN et FRANK VERBUNT

(Suite du numéro 234)

5. Les pulsars radio

Une étoile à neutrons dotée d'un champ magnétique intense et tournant rapidement sur elle-même émet une grande quantité de rayonnement radio. A peu près tous les pulsars radio connus possèdent des champs magnétiques intenses. Mais durant la dernière décennie, il est apparu qu'une étoile à neutrons avec un champ magnétique faible peut aussi devenir un pulsar radio, pour autant que sa période de rotation soit inférieure à environ 10 millisecondes! Les étoiles à neutrons qui, dans une binaire X de faible masse, accroissent leur masse par accrétion, voient leur rotation graduellement accélérée par cet afflux de gas en rotation rapide, ceci par conservation du moment angulaire.Comme expliqué ci-dessus, une binaire X de faible masse, en contact avec une géante déversant sa masse sur l'étoile à neutrons, se transforme en une binaire constituée d'une naine blanche et d'une étoile à neutrons en rotation rapide. Si cette dernière possède une rotation suffisamment rapide, on peut s'attendre à ce qu'elle apparaisse sous forme d'un pulsar radio.

Avec ceci à l'esprit, des astronomes de l'Université de Columbia (New York), ont entrepris une campagne de recherches de pulsars radio dans des amas globulaires et trouvé un bon candidat. Des observations ultérieures de cet objet ont été effectuées avec le radio télescope de Jodrell Bank, près de Manchester en Angleterre, et analysées à l'aide des superordinateurs du Laboratoire National à Los Alamos (Nouveau Mexique). Le candidat s'est avéré être un pulsar, avec une période de rotation égale à 3.1 millisecondes (Ref. 11 et 12). Fait surprenant, ce pulsar radio, situé dans l'amas M28, n'est pas membre d'un système binaire. Le caractère binaire d'un pulsar s'avère aisément détectable car tout mouvement orbital crée une variation de la distance du pulsar à la terre. Les pulses émis lors de la phase la plus éloignée de l'orbite arrivent quelque peu en retard, alors que ceux émis lors de la phase la plus proche arrivent quelque peu en avance, ceci par rapport à la moyenne. L'absence de toute variation dans le temps d'arrivée des pulses indique que le pulsar est simple. (En principe, il est évidemment possible que l'orbite soit parfaitement perpendiculaire à la ligne de vue, de telle façon que le mouvement orbital n'affecte pas la distance à la terre. L'orientation aléatoire du plan de l'orbite ne prédit qu'un très petit nombre d'orbites perpendiculaires à la ligne de vue, et statistiquement cette possibilité peut être écartée).

Cette découverte passionnante a provoqué une intensification de la recherche de pulsars radio dans les amas globulaires, laquelle se poursuit actuellement. Jusqu'à maintenant deux autres pulsars radio ont été découverts. Le premier appartient à l'amas globulaire M4: il possède une période de pulsation de 11.1 millisecondes et se trouve sur une orbite avec une période de 191.4 jours. Cette orbite n'est pas complètement circulaire, mais possède une excentricité $e = 0.025$. Le second appartient à l'amas globulaire M15: il est simple (non binaire) et possède une période de pulsation de 111 millisecondes (Ref. 13 et 14). Il y a quelques mois, une annonce préliminaire a été publié, concernant la découverte de deux autres pulsars radio, tous les deux dans l'amas globulaire 47 Tucanae (Fig. 1). Tous les deux montrent un caractère binaire, l'un avec une période de pulsation de 4.5 millisecondes et une période orbitale de 30 minutes (!), l'autre avec une période de pulsation de 6.1 millisecondes et une période orbitale comprise entre 7 et 90 jours, encore mal déterminée (Ref. 15). Cette annonce préliminaire n'est pas encore confirmée.

Les pulsars binaires à longues périodes orbitales égales à 191.4 jours et entre 7 et 90 jours s'ajustent parfaitement aux paramètres de la binaire prédite comme étant le résultat final d'une binaire X de faible masse contenant une géante qui perd de la masse. Une période orbitale de 30 minutes indique que ce système s'est formé via le mouvement en spirale d'une étoile à neutrons dans l'enveloppe d'une géante. Les détails exacts concernant le passé de ce système remarquable ne pourront être obtenus que lorsque plus d'informations seront disponibles.

Que dire au sujet des pulsars radio simples? Leur rotation rapide indique qu'ils ont accumulé, par accrétion, de la matière provenant d'un compagnon. Mais le fait qu'ils sont maintenant solitaires montre que leur compagnon a entre temps disparu. On peut envisager deux mécanismes pour expliquer la façon dont un pulsar radio se débarrasse de son compagnon.

Le premier mécanisme consiste en l'évaporation pure et simple du compagnon par le pulsar radio! Par définition, un tel pulsar perd énormément d'énergie, sous la forme de paires positron-électron dont les vitesses sont proches de celle de la lumière, et probablement aussi sous la forme de rayonnements à très hautes énergies, appelés rayons gamma. Si une quantité suffisante de ce rayonnement atteint l'étoile compagnon, cette dernière peutêtre suffisamment chauffée pour s'évaporer. Un tel mécanisme paraîtrait invraisemblable si l'on n'avait pas découvert un pulsar radio (dans le plan galactique et non dans un amas), pulsar qui justement évapore son compagnon dont la masse a déjà été réduite à 0.02 $M_\odot$ (Ref. 16). Ce mécanisme n'opère probablement que dans les cas de pulsars radio avec de très grandes rotations, car seuls de tels objets libèrent suffisamment d'énergie.

Le deuxième mécanisme consiste en une rencontre proche entre une étoile de l'amas et une binaire lâche, constituée d'une naine blanche et d'une étoile à neutrons. Dans une fraction de ces rencontres, les trois étoiles forment temporairement un système triple, décrivant des trajectoires compliquées les unes autour des autres, jusqu'à ce qu'une des étoiles soit éjectée, laissant aux deux autres le soin de constituer une nouvelle binaire. Si l'étoile éjectée est l'étoile à neutrons (c'est-à-dire le pulsar), l'étoile d'amas a alors remplacé l'étoile à neutrons dans la binaire: la rencontre revient donc à un échange. Des calculs détaillés ont montré que le nombre de tels échanges

dans l'amas globulaire M28 est suffisamment grand pour pouvoir invoquer ce mode de formation dans le cas du pulsar contenu dans cet amas.

D'autres rencontres, entre une étoile de l'amas et une binaire lâche, pas aussi proches que dans le cas précédent, n'engrendent pas la formation d'un système triple. Il ne s'agit que de simples survols (fly-bys). De tels frôlements déforment simplement l'orbite initialement circulaire en une orbite elliptique. Ceci explique l'excentricité de l'orbite du pulsar radio dans M4 et permet de prédire une grande excentricité pour la binaire peu serrée (si confirmée) dans 47 Tucanae.

Le champ magnétique d'un pulsar radio est déterminé en mesurant l'allongement à long terme de sa période de pulsation. La mise en évidence, par DON BACKER, de BERKELEY, de la décroissance de la période de pulsation du pulsar radio dans M15 a constitué une surprise de taille! Cette très intéressante observation peut être expliquée par l'accélération du mouvement du pulsar dans l'amas globulaire. Si un pulsar se meut avec une vitesse constante par rapport à la terre, chaque pulse parcourt jusqu'à la terre une distance qui est différente de la distance parcourue par le pulse précédent, et ceci d'une quantité égale à la distance parcourue par le pulsar durant un pulse. En conséquence, ce pulsar se voit attribuer une période de pulsation différente de sa période de pulsation intrinsèque. Si le pulsar est accéléré, c'est-à-dire si sa vitesse varie, il nous semble observer un changement dans sa période. Ainsi on peut en déduire que le pulsar dans M15, dont la période diminue, subit actuellement une accélération en direction de la terre. Par contre il demeure encore impossible de déterminer si cette accélération résulte du potentiel général de l'amas ou de la rencontre avec une seule étoile de l'amas.

6. Rencontres stellaires et evolution dynamique globale des amas globulaires

Les rencontres stellaires dans les amas globulaires ne créent pas seulement des étoiles binaires, mais façonnent littéralement la structure globale de ces systèmes stellaires. Les amas globulaires étant des systèmes autogravitants - ne subissant que l'influence de leur propre champ de gravitation - leur évolution dynamique, qui requiert la compréhension des liens entre les mouvements des étoiles et les forces de gravitation en présence, se caractèrise par trois échelles de temps. La première s'appelle le temps de traversée T_{tra}, temps nécessaire à une étoile pour passer d'un bord à l'autre du noyau de l'amas. La vitesse typique d'une étoile dans le noyau valant environ 10 km/s et le diamètre de ce dernier environ 10 pc, $T_{tra} = 10^6$ années. La deuxième s'appelle le temps de relaxation T_{rel}. C'est le temps nécessaire pour que les effets cumulatifs des très nombreuses rencontres à grandes distances égalent l'effet d'une seule rencontre proche induisant sur la trajectoire une déflection de 90 degrés. Dépendant, en un endroit donné de l'amas, des vitesses et des masses stellaires ainsi que de la densité moyenne, le temps de relaxation varie fortement du centre au bord de l'amas (de quelques dizaines de millions à quelques dizaines de milliards d'années). Il est fréquemment utile de définir un temps de relaxation moyen T_{rm}, qui vaut typiquement un milliard d'années. La troisième échelle de temps représente le temps moyen entre deux rencontres proches T_{pro}, une telle rencontre induisant à elle seule une déflection de la trajectoire de 90 degrés. En présence de densités stellaires normales, ce genre d'événement s'avère très rare et T_{pro} vaut environ une centaine de milliard d'années.

Ces échelles de temps, associées à l'âge de l'univers T_{uni} que l'on tient pour égal à 15 milliards d'années, fournissent quelques inégalités intéressantes, lesquelles simplifient l'approche théorique de l'étude des amas globulaires:

- $T_{tra} \ll T_{rm}$: lors d'une traversée, l'orbite d'une étoile typique dans le champ de potentiel moyen de l'amas n'est que très légèrement perturbée par les rencontres gravitationnelles.
- $T_{rm} \ll T_{pro}$: l'effet cumulatif de nombreuses rencontres éloignées domine l'effet dû aux rares rencontres proches.
- $T_{rm} \ll T_{uni}$: dans leurs parties centrales, les amas globulaires sont relaxés par les rencontres gravitationnelles à grandes distances.

Le résultat fondamental émergeant de la discussion ci-dessus amène, en première approximation, à décrire l'équilibre d'un amas globulaire en négligeant les rencontres. Un amas globulaire se trouvant dans un état d'équilibre ne changeant que très lentement, des modèles dynamiques ont été dévéloppés durant ces 25 dernières années, modèles décrivant l'état instantané d'un amas, à un moment donné de son évolution.

Les modèles dit de KING-MICHIE, basés sur les travaux effectués entre 1960 et 1966 par I.R. KING et R.W. MICHIE, de Berkeley, figurent parmi les plus élaborés à ce jour, bien qu'ils s'appuient sur des calculs relativement simples. Ils permettent de décrire la structure interne d'un amas en répartissant les étoiles de différentes masses en différentes sous-populations, ayant leurs propres densités et vitesses. La masse totale de l'amas peut être partagée de façon très variée entre les différentes sous-populations représentant les importances relatives des rémanents lourds (naines blanches, étoiles à neutrons et hypothétiques trous noirs stellaires) et des étoiles plus légères. Ce genre de modèles permet d'estimer la quantité d'anisotropie présente dans les vitesses, illustrant le fait que les étoiles passant en un point donné de l'amas peuvent avoir ou non des directions privilégiées. Dans le cas où, en un point donné de l'amas, les nombres d'étoiles s'approchant et s'éloignant sont égaux et ne dépendent pas de la direction, on dit qu'il y a isotropie des vitesses. De façon générale, le noyau d'un amas globulaire est isotropre, alors que les parties extérieures sont anisotropes. Toutes ces quantités physiques caractérisent un modèle dépendant de paramètres libres, dont les valeurs les plus probables sont obtenues par ajustement du modèle à des observations.

La contrainte observationnelle la plus commune, concernant les amas globulaires, est obtenue généralement à partir d'images CCD (Fig. 5). Cette contrainte, appelée profil en brillance de surface, correspond à la quantité de lumière émise par unité de surface en fonction de la distance au centre de l'amas (Fig. 6). Le centre dense de l'amas apparaît saturé d'étoiles alors que dans les parties extérieures les étoiles membres de l'amas sont facilement confondues avec les étoiles du champ. Comme la majeure partie de la lumière de l'amas est émise par les étoiles peu nombreuses mais brillantes, situées dans les parties supérieures du diagramme HR (Fig. 2), et que les masses de ces étoiles ne diffèrent que légèrement les unes des autres, on peut considérer que le profil en brillance de surface provient essentiellement d'une seule sous-population, contenant les étoiles géantes, sous-géantes et du sommet de la séquence principale. Ce profil observationnel s'ajuste à un modèle en n'utilisant de ce dernier que le profil en densité concernant la sous-population des étoiles brillantes.

Une seconde contrainte observationnelle, appelée profil en dispersion des vitesses, correspond à la mesure des mouvements aléatoires des étoiles. Les amas globulaires étant com-

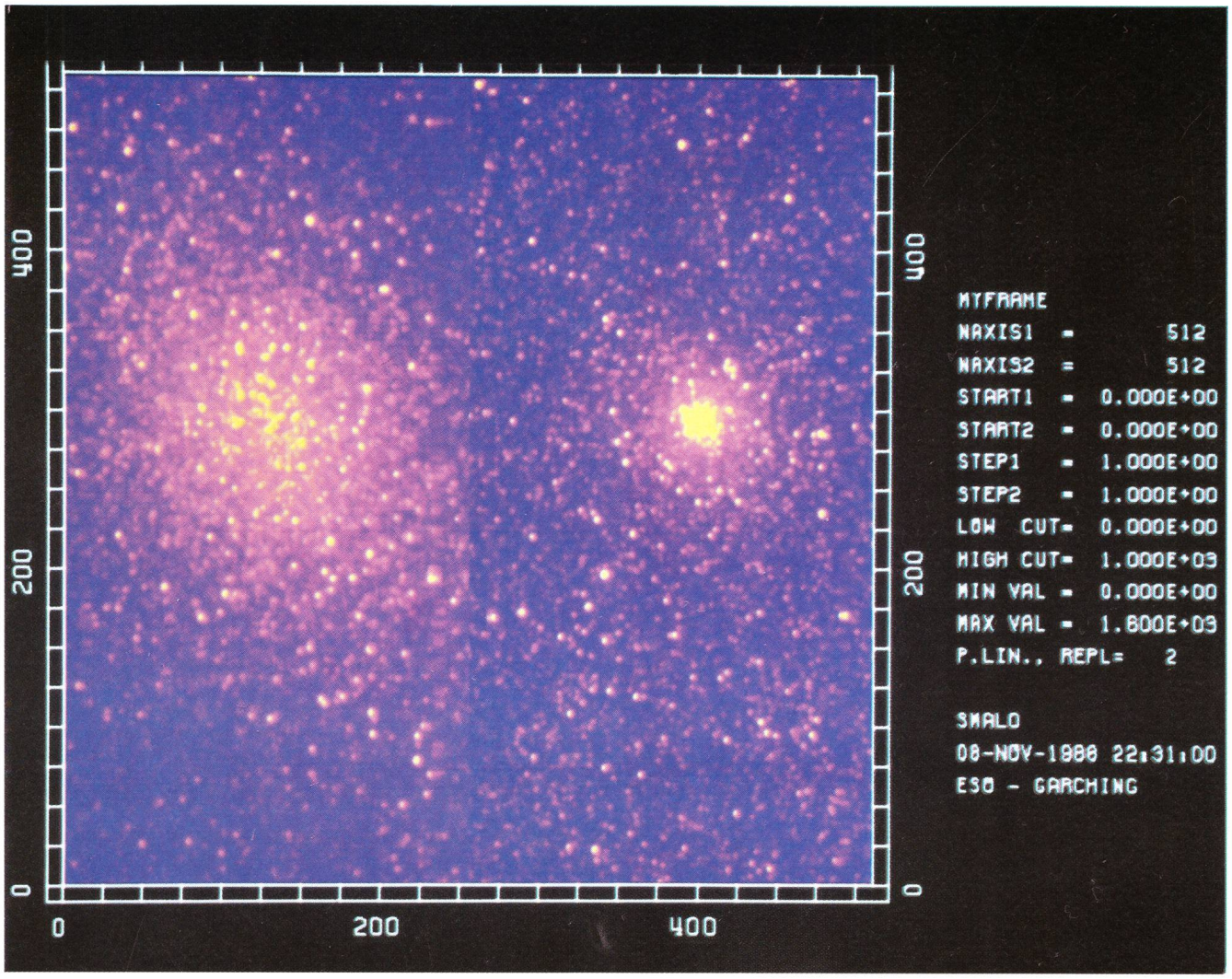

Figure 5: Images CCD (en fausses couleurs) de NGC 1978 et NGC 2019, deux amas globulaires du Grand Nuage de Magellan, obtenues à l'aide du télescope de 2.2 m de diamètre de l'Observatoire Européen Austral (ESO) au Chili (Ref. 19). La différence de structure apparaît clairement: NGC 1978 montre un noyau relativement lâche alors que NGC 2019 est très fortement condensé, probablement collapsé. Ces caractéristiques opposées se reflètent dans les profils en brillance de surface (Fig. 6).

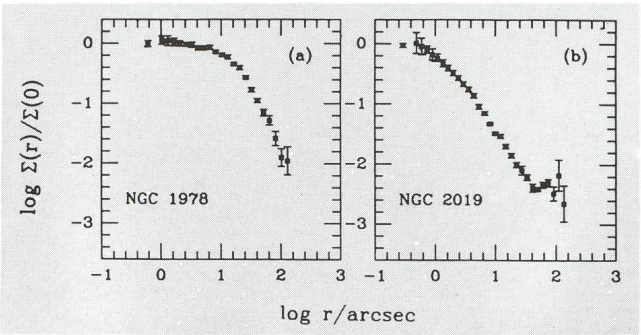

Figure 6: Profils en brillance de surface des deux amas globulaires du Grand Nuage de Magellan, NGC 1978 et NGC 2019, visibles à la figure 5. Le logarithme de la brillance de surface relative (quantité de lumière par unité de surface) est reporté en fonction de la distance au centre de l'amas (en seconde d'arc). Le profil de NGC 1978, avec son centre plat et son enveloppe pentue est typique d'un modèle de King-Michie, mais il n'en est pas de même pour NGC 2019, probablement collapsé, dont le profil peut presque s'ajuster à une droite.

parés fréquemment à des systèmes gazeux, dont les particules seraient des étoiles, les vitesses aléatoires de ces mêmes étoiles sont assimilées à une mesure de la température du système. Similairement à la brillance de surface, les mouvements aléatoires (température) décroissent du centre vers le bord. Cette contrainte cinématique, malheureusement beaucoup plus difficile à obtenir que le profil en brillance de surface, provient des mesures en vitesse radiale d'étoiles individuelles membres de la sous-population responsable de la lumière. Quelques amas globulaires assez proches, tous situés dans notre Galaxie, ont pu faire l'objet de telles observations, lesquelles, par contre, s'avèrent impossibles dans les amas globulaires des Nuages de Magellan, déjà trop distants (Ref. 17).

La figure 6 montre les profils en brillance de surface de 2 amas globulaires, NGC 1978 et NGC 2019, tous deux situés dans le Grand Nuage de Magellan. Le profil de NGC 1978, avec son centre plat et son enveloppe pentue est typique d'un modèle de KING-MICHIE, mais il n'en est pas de même pour NGC 2019 dont le profil proche d'une ligne droite, indique le probable collapse de son noyau. Durant ces cinq dernières

années, grâce aux CCD, fournissant des profils en brillance de surface de qualité jamais égalée auparavant, environ un cinquième des amas de notre Galaxie ont montré des différences significatives par rapport aux modèles de King-Michie (Ref. 18). Récemment, après NGC 2019, deux autres amas du Grand Nuage de Magellan ont joint la liste des amas rebelles (Ref. 19).

7. Le destin ultime des amas globulaires

En fait ces résultats ne sont pas une surprise mais au contraire la simple confirmation observationnelle d'une prédiction théorique dont les prémices datent de 1962 (Ref. 1, Symp. IAU 113). Les modèles de KING-MICHIE permettent de représenter un amas globulaire pendant une grande fraction de son évolution dynamique, tant que cette dernière est quasi statique. Mais le grand problème réside dans le fait que cette évolution se révèle instable à long terme.

Les débuts de l'évolution dynamique d'un système stellaire autogravitant sont dominés par des mécanismes relativement bien connus. D'une part, la relaxation, via les rencontres à grandes distances, éjecte régulièrement des étoiles hors de l'amas, induisant une contraction de ce dernier puisque son énergie de liaison se répartit entre un nombre d'étoiles moins grand; la contraction accélère la relaxation et le processus «s'emballe». D'autre part, également via les rencontres, les étoiles vont subir la stratification des masses, c'est-à-dire que les étoiles les plus massives vont se concentrer dans les parties internes de l'amas alors que les étoiles les plus légères demeurent réparties de façon uniforme. Ces dernières sont donc sous représentées dans le centre mais dominent les parties extérieures. L'amas globulaire, pendant les quelques premiers milliards d'années de son évolution dynamique, subit une très lente transformation de sa structure interne, caractérisée par une contraction de son noyau et une expansion de son enveloppe. Durant cette période, les modèles de King-Michie s'ajustent correctement aux contraintes observationnelles.

Si la densité centrale dépasse la densité de l'enveloppe par un facteur égal à environ 709, alors l'évolution se précipite soudain, le système subit la remarquable «instabilité gravothermique». Cette instabilité est la conséqauence de la chaleur spécifique négative d'un système stellaire autogravitant: contrairement à un système thermodynamique classique qui voit sa température augmenter lorsqu'on lui fournit de l'énergie, un système autogravitant qui subit un effet inverse, sa dispersion des vitesses, l'analogue de la température, va décroître lorsque son énergie totale augmente.

Afin de saisir la substantifique moelle de ce phénomène, considérons le cas simplifié d'un amas globulaire constitué d'un noyau dense autogravitant, donc à chaleur spécifique négative, entouré d'un halo très peu dense, peu influencé par sa propre gravité, donc à chaleur spécifique positive. Lorsque le noyau devient plus chaud que le halo, un flux de chaleur va s'établir entre le noyau et le halo, et les températures vont croître simultanément dans le noyau et le halo. Si la capacité calorifique du halo est faible, la température du halo augmente plus que celle du noyau et le transfert de chaleur se trouve automatiquement stoppé. Si, par contre, la capacité calorifique du halo est grande, ce dernier possède une telle inertie thermique qu'il n'arrive pas à augmenter sa température aussi vite que le noyau: la différence en température entre le noyau et le halo augmente. Le noyau s'effondre et s'échauffe indéfiniment. L'instabilité gravothermique mène au collapse du noyau, phase dramatique de l'évolutione et appelée «catastrophe gravothermique».

Si l'évolution dynamique d'un amas globulaire n'est pas connue en détails, il n'en demeure pas moins que des évidences théoriques laissent penser que tout amas globulaire devrait subir le collapse de son noyau. Si l'on considère l'âge requis à partir duquel un amas devrait connaître ce collapse, il apparaît que la plupart des amas globulaires de notre Galaxie, tous vieux d'environ 15 milliards d'années, devraient avoir subi la catastrophe gravothermique et exhiber un profil en brillance de surface ne s'ajustant pas à un modèle de King-Michie. Pourquoi seulement un cinquième des amas de notre Galaxie semble avoir subi cette phase critique?

La réponse est peut-être simple, bien qu'actuellement encore spéculative. Précisions d'abord que cette phase de l'évolution dynamique ne s'avère pas aussi catastrophique que son nom l'indique. Pour arrêter cet effondrement du noyau, il existe assez ironiquement une source d'énergie qui n'est pas nécessairement préexistante au collapse, mais dans tous les cas une de ses conséquences directes: les étoiles binaires. Le taux de formation de binaires, par rencontres proches, est pour ainsi dire nul aux densités prévalant dans un amas globulaire subissant l'évolution lente précédant le collapse. Une fois ce dernier amorcé, les densités d'étoiles dans le centre de l'amas vont augmenter dans des facteurs proches du million. Ainsi, la formation de binaires devient tout à coup un phénomène réel.

Les étoiles binaires possèdent des caractéristiques potentiellement importantes lors de l'évolution du collapse: elles peuvent céder de l'énergie aux étoiles qui passent dans leurs environs, tout en devenant elles-mêmes de plus en plus serrées. L'énergie mise ainsi à disposition ne serait-ce que par quelques binaires suffit largement à freiner, voire renverser le collapse du noyau. En 1983, SUGIMOTO de Tokyo et BETTWIESER de Göttingen (Ref. 1, Symp. IAU 113), ont étudié une classe de modèles, appelés sphères gazeuses conductives, afin de mimer le comportement des amas globulaires. Ils ont inclus dans leurs calculs l'effet de l'apport d'énergie dû aux binaires. Leur découverte, à partir de leurs simulations numériques, consiste en ce que, après le collapse du noyau, la densité centrale subit des oscillations sur plusieurs ordres de grandeur: il n'y a pas qu'un collapse, mais une succession de collapses (Fig. 7). Il se

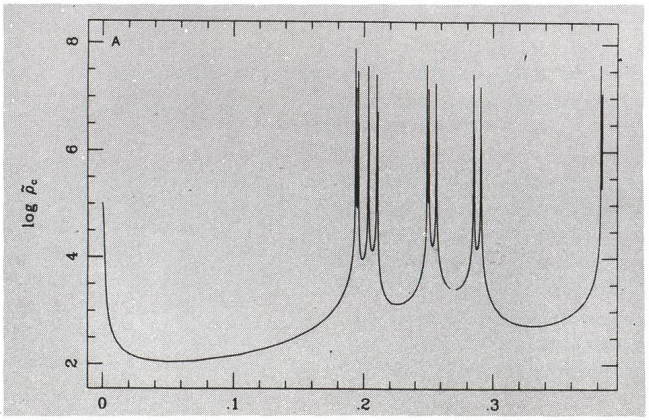

Figure 7: Variations de la densité centrale en fonction du temps, tous les deux en unités arbitraires. La moitié gauche de la figure montre l'évolution lente de l'amas, avec une faible et régulière augmentation de la densité centrale, phase durant laquelle l'amas est bien représenté par un modèle de King-Michie. La moitié droite montre par contre une succession de collapses durant lesquels la densité centrale varie de plusieurs ordres de grandeur. Néanmoins, on remarque que l'amas passe le plus clair de son temps dans des phases de faibles densités (Ref. 20).

pourrait que de nombreux amas soient actuellement sujets à de telles oscillations, appelées «oscillations gravothermiques», le noyau demeurant la plupart du temps dans la phase d'expansion. On pourrait donc considérer la proportion des amas collapsés dans notre Galaxie, égale à un cinquième environ, comme un simple indice de la fraction de temps qu'un amas nécessite pour recouvrer un profil normal dans le cycle des expansions et des contractions.

Précisons que les oscillations gravothermiques ne sont pas directement observables dans un amas: Obtenues, jusqu'à maintenant, à partir de deux sortes différentes de modèles, elles ne sont pour le moment que le fruit de simulations numériques! Leur existence réelle est encore sujette à caution. Il a été néammoins démontré que, dans les modèles de Sugimoto, ces instabilités sont intrisèques aux modèles et non de simples artefacts numériques (Ref. 20 et 21).

En tout état de cause, le rôle particulier joué par les rencontres d'étoiles dans les amas globulaires est aujourd'hui bien étudié. Ces rencontres conduisent à la formation de binaires tout à fait remarquables, dont les propriétés très spécifiques s'accordent avec les observations. En plus de ce succès, le plus surprenant demeure sans doute l'influence de ces binaires sur l'évolution global de l'amas. Que des binaires aient été découvertes dans les amas globulaires apparaît certes rassurant. Mais que la contraction des amas, qui précisément conduit à leur formation, soit stoppée par cette même formation, là réside le plus fascinant! La confirmation de cet effet serait la preuve de la manifestation, dans ces systèmes stellaires, d'un phénomène autorégulateur. Un phénomène gouverné par la gravitation, laquelle n'as pas fini de nous étonner!

Références

11. HAMILTON, T.T. HELFAND, D.J. & BECKER R.H. 1985, *Astron. J.*, 90, 606.
12. LYNE, A.G. BRINKLOW, A. MIDDLEDITCH, J. KULKARNI, S.R. BACKER, D.C. & CLIFTON,T.R. 1987, *Nature*, 328, 399.
13. LYNE, A.G. BIGGS, J.D. BRINKLOW, A. ASHWORTH, M. & MCKENNA, J. 1988, *Nature*, 332, 45.
14. WOLSZCZAN, A. MIDDLEDITCH, J. KULKARNI, S.R. & FRUCHTER, A.S. 1988, *IAU Circ.*, #, 4552.
15. ABLES, J.G., JACKA, C.E., MCCONNELL, D., HAMILTON, P.A. MCCULLOCH, P.M. & HALL, P.J. 1988, *Iau Circ.*, #, 6602.
16. FRUCHTER, A.S. STINEBRING, D.R. & TAYLORJ.H. 1988, *Nature*, 333, 237.
17. MEYLAN G. 1988, *Astrophys. J.*331, 718 and references therein.
18. DJORGOVSKIS. & KING I.R. 1986, *Astrophys. J.*, 305, L61.
19. MEYLAN, G, & DJORGOVSKIS. 1987, *Astrophys. J.*, 322, L91 and in press.
20. GOODMAN J., 1987, *Astrophys. J.*313, 576
21. MURPHY B.W. & COHN H.N., 1988, *Mon.Not. R. Astron. Soc.*, 232, 835.

F. VERBUNT
Astronomical Institute
Postbox 80 000
3508 TA Utrecht
Holland

Dr. GEORGES MEYLAN
Space Telescope Science Institute
Homewood Campus
3700 San Martin Drive
Baltimore MD 21218 USA

ph. (301) 338-4766 mon bureau
ph. (301) 338-4955 ma secrétaire
BITNET address: MEYLAN©STSCI
DECNET address: SCIVAX::MEYLAN

ASTROPHOTO

Petit laboratoire spécialisé dans la photo astronomique noir et blanc, et couleur. Pour la documentation et liste de prix, écrire ou téléphoner à:

Kleines Speziallabor für Astrofotografie schwarzweiss und farbig. Unterlagen und Preisliste bei:

Craig Youmans, ASTROPHOTO, 1085 Vulliens. Tél. 021/9054094

ASTRO-MATERIALZENTRALE SAG

Selbstbau-Programm SATURN gegen fr. 1.50 in Briefmarken. SPIEGELSCHLEIFGARNITUREN enthalten sämtliche Materialien zum Schleifen eines Parabolspiegels von 15 cm Durchmesser oder grösser. SCHWEIZER QUALITÄTSOPTIK SPECTROS: Spezialvergütete Okulare, Filter, Helioskope, Fangspiegel, Achromate **Okularschlitten**, Okularauszüge, Fangspiegelzellen, Suchervisiere, Hauptspiegelzellen...

Als Weihnachtsgeschenk unser Renner: SELBSTBAUFERNROHR SATURN für Fr. 168.- Quarz-Digital-Sternzeituhr ALPHA-PLUS 12/220 Volt.

SAM-Astro-Programm Celestron+Vixen gegen Fr. 2.- in Briefmarken: Attraktive SAM-Rabatte für SAG Mitglieder GRATIS TELESKOPVERSAND! Schweizerische Astronomische Materialzentrale SAM, Fam. Gatti, Postfach 251

CH-8212 Neuhausen a/Rhf 1 Neue Telefonnummer: 053/22 54 16