

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 11 (1958)
Heft: 3

Artikel: Effet de marée d'un nuage de matière diffuse à bord flou
Autor: Bouvier, Pierre / Duriaux, André
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-738822>

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: 23.12.2025

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

rente par extinction, rapportés aux valeurs observées sur l'axe (ou au centre),

$$\frac{A(x)}{A(0)} = \frac{\int_x^{\infty} \frac{f(r) r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr}{\int_0^{\infty} f(r) dr}$$

nous permettra d'estimer le paramètre a contenu en $f(r)$ et qui mesure l'extension du nuage. Ainsi une loi exponentielle

$$f(r) = e^{-\frac{r^2}{a^2}}$$

nous conduit à

$$\frac{A(x)}{A(0)} = e^{-\frac{x^2}{a^2}}$$

alors qu'avec une distribution polytropique d'ordre 5 nous aurions

$$f(r) = \frac{a^5}{(a^2 + r^2)^{5/2}}, \quad \frac{A(x)}{A(0)} = \frac{a^4}{(a^2 + x^2)^2}.$$

Hormis le cas particulier des globules, qui sont d'ailleurs des nuages de petite dimension, le modèle caractérisé par (1) n'est peut-être guère moins artificiel que celui du nuage homogène, étant donné la répartition vraisemblablement irrégulière de la matière d'un nuage. Il est cependant commode d'utiliser un tel modèle dans certains problèmes¹, et c'est ce que nous allons faire ici dans le but d'examiner l'effet d'une loi (1) sur le champ de gravitation d'un nuage cylindrique et les conséquences qui peuvent en résulter pour la stabilité d'un amas stellaire situé à proximité.

Pierre Bouvier et André Duriau. — *Effet de marée d'un nuage de matière diffuse à bord flou.*

Considérons un amas stellaire galactique placé non loin d'un grand nuage de matière diffuse; cet amas est soumis à

¹ K. RUDNICKI, *Acta astronomica*, 6, 134 (1956), Krakau.

l'action gravifique du champ galactique général et à celle du nuage dont nous identifions l'attraction $\varphi(r)$ à celle d'un cylindre indéfini. Comme nous l'avons montré d'autre part¹, la densité moyenne minimum nécessaire à la stabilité de l'amas est proportionnelle, en première approximation, à la somme de deux termes dont l'un est relatif au champ général et l'autre, dû au nuage, est égal à $d\varphi/dr = \varphi'$. En outre, à proximité suffisante du bord du nuage supposé homogène, le deuxième terme peut éventuellement surpasser le premier.

Reprendons ce problème avec un nuage à bord flou au sens vu plus haut (voir comm. précédent) et caractérisé par une répartition en densité de la forme

$$\rho = \rho_0 f(r).$$

Nous en tirons sans peine l'attraction $\varphi(r)$ à distance r de l'axe

$$\varphi = 2G \frac{\mu(r)}{r}$$

G est la constante de gravitation et $\mu(r)$ la masse par unité de longueur contenue dans un cylindre de rayon r , soit

$$\mu = 2\pi \rho_0 \int_0^r f(r) r dr.$$

Nous calculons ensuite la dérivée

$$\frac{d\varphi}{dr} = 2G \left(2\pi \rho - \frac{\mu}{r^2} \right)$$

qui rend compte de l'effet de marée à distance r de l'axe, et comparons ses valeurs à celles qui correspondent à un nuage « homogène équivalent » de densité constante Δ et de rayon R à définir convenablement.

Adoptons successivement pour $f(r)$ les fonctions

$$e^{-\frac{r^2}{a^2}} \quad (1)$$

$$\frac{a^5}{(a^2 + r^2)^{5/2}} \quad (2)$$

$$\frac{a^4}{(a^2 + r^2)^2} \quad (3)$$

¹ P. BOUVIER, *loc. cit.* (I).

lesquelles conduiront, pour les $\varphi(r)$ respectivement à:

$$2\pi G \rho_0 \frac{a^2}{r} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{a^2}} \right) \quad (1')$$

$$\frac{4\pi}{3} G \rho_0 \frac{a^2}{r} \left[1 - \frac{a^3}{(a^2 + r^2)^{3/2}} \right] \quad (2')$$

$$2\pi G \rho_0 \frac{a^2 r}{a^2 + r^2} \quad (3')$$

Le tableau A contient le rapport $\rho(a)/\rho_0$ définissant la longueur a (première ligne), puis les valeurs positives de r/a rendant maximum $\varphi(r)$ (deuxième ligne) et $|\varphi'(r)|$ (troisième ligne).

TABLEAU A.

$\rho(a)/\rho_0$	0,37	0,18	0,25
$r/a (\varphi)$	1,12	0,85	1
$r/a (\varphi')$	1,79	1,50	1,73

Chaque colonne correspond, dans l'ordre, aux modèles (1), (2), (3).

Définissons le rayon R par la condition

$$\mu(R) = \beta \mu(\infty)$$

où nous prendrons pour β les valeurs 0,95 et 0,90.

Nous en tirons le rapport $\rho(R)/\rho_0$ puis, en exigeant que

$$\mu(R) = \pi R^2 \Delta$$

le rapport Δ/ρ_0 de la densité du nuage homogène à la densité sur l'axe du nuage inhomogène. Les trois premières colonnes du tableau B (associées aux trois modèles) renferment les résultats pour $\beta = 0,95$ et les trois dernières concernent $\beta = 0,90$.

TABLEAU B.

R/a	1,73	2,71	4,36	1,52	1,91	3,0
$\rho(R)/\rho_0$	0,05	0,005	0,0025	0,10	0,022	0,01
Δ/ρ_0	0,32	0,086	0,05	0,385	0,164	0,10

Le tableau C_i ($i = 1, 2, 3$) relatif au modèle (i) contient les valeurs, à diverses distances de l'axe et en unités $G\rho_0$, de $|\varphi'(r)|$ et les valeurs correspondantes $|\varphi'(r)|_{\text{hom}}$ calculées selon

$$|\varphi'(r)|_{\text{hom}} = 2\pi G \Delta \left(\frac{R}{r}\right)^2$$

pour le cylindre homogène (R, Δ).

TABLEAU C_1 .

r/R	$ \varphi' $	$ \varphi' _{\text{hom}}$	$ \varphi' $	$ \varphi' _{\text{hom}}$
1,20	1,27	1,40	1,34	1,68
1,35	1,09	1,11	1,28	1,33
1,50	0,92	0,89	1,13	1,08
1,65	0,77	0,74	0,95	0,89
1,80	0,65	0,62	0,83	0,75

TABLEAU C_2 .

1,20	0,43	0,37	0,98	0,72
1,35	0,34	0,30	0,73	0,57
1,50	0,27	0,24	0,58	0,46
1,65	0,22	0,20	0,46	0,38
1,80	0,18	0,17	0,38	0,32

TABLEAU C_3 .

1,20	0,21	0,22	0,39	0,44
1,35	0,17	0,17	0,32	0,34
1,50	0,14	0,14	0,27	0,28
1,65	0,11	0,12	0,23	0,23
1,80	0,10	0,10	0,19	0,19

Le rapport $\frac{|\varphi'|}{|\varphi'|_{\text{hom}}}$ qui tend à s'accroître lorsque $\frac{r}{R} \rightarrow 1$ et β deviennent plus petits, atteint au plus 1,35 ici (C_2). La définition admise pour R n'est pas univoque; l'on pourrait aussi

se donner Δ/ρ_0 pour un cylindre homogène (R, Δ) qui contiendrait la masse totale $\mu(\infty)$ du nuage, ou encore partir de $\rho(R)/\rho_0$ dans ces mêmes conditions. Les valeurs obtenues alors pour $|\varphi'|$ et $|\rho'|_{\text{hom}}$ diffèrent peu tant que β est suffisamment proche de l'unité, ainsi que nous l'avons vérifié pour $r = 1,35 R$ (correspondant au cas vu en I où $r = 27 \text{ pc}$, $R = 20 \text{ pc}$).

En outre, les formes (1), (2), (3) ne sont pas les seules acceptables pour $f(r)$; nous nous en sommes tenus à ces trois là, de calcul facile et de rapport ρ_0/Δ n'excédant pas 20, et concluons de leur étude qu'une décroissance continue de densité vers l'extérieur du nuage ne paraît pas affecter les conclusions acquises en I sur la stabilité d'un amas stellaire proche d'un nuage cylindrique homogène.

René Reulos. — *Réflexions sur le paradoxe des horloges.*

Sommaire.

Le paradoxe des horloges, qui permet — théoriquement tout au moins — de ralentir le cours du temps, reste encore discuté. On l'accuse de créer une dissymétrie entre deux systèmes de référence galiléens et de mettre la Relativité en contradiction avec elle-même. Ses défenseurs font remarquer que l'un seul des systèmes est réellement galiléen, que l'autre est accéléré, et que c'est précisément cette accélération qui est responsable du paradoxe, sans pouvoir toutefois en préciser le mécanisme.

L'auteur reconside la question, il ne croit pas que, selon l'expression de Langevin: « *Il suffit de s'agiter et de subir des accélérations pour vieillir moins vite.* » Il aperçoit entre ces deux systèmes *une autre cause de dissymétrie*. L'un *porte la base de longueur* et représente le domaine à explorer. L'autre, dont les dimensions peuvent être aussi réduites que possible, constitue le véhicule. Il montre, en outre, que l'on peut expliquer le déplacement vers le rouge des raies spectrales issues du « Faible compagnon de Sirius » (redshift) en égalant la variation d'énergie $h\Delta\nu$ des photons de fréquence ν d'énergie $h\nu$, de période T ,