

## Introduction

« La formation que vos spécialistes ont détectée récemment dans la nébuleuse d'Orion à l'aide du télescope de Hubble, qu'ils nomment "proplyd" et qu'ils croient être une nébuleuse protoplanétaire est en fait la première nébuleuse toroïdale que vous détectez. »

Jean-Pierre Petit a écrit cette phrase il y a 30 ans dans son bestseller « Le mystère des Ummites » ; elle proviendrait selon lui d'une lettre que les Ummites lui auraient envoyée fin 1993, en réponse à ce qu'il écrivait sur son ordinateur, moyen de contact direct avec eux, écrit-il... Cette lettre est classée FP 03 sur le site Ummono-sciences.org, c'est-à-dire « faussaire probable », et elle est très probablement due à JPP lui-même comme on peut le lire dans les notes accompagnant la FP 03.

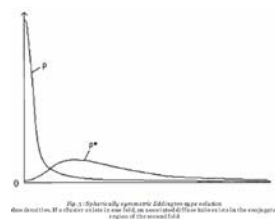
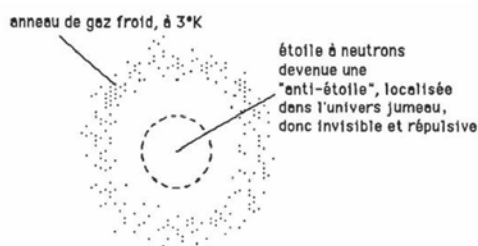
Nous allons tout de même en analyser les grandes lignes histoire d'introduire le sujet des proplyds.

Un proplyd est un mot formé à partir des mots « protoplanetary et disc » : pour notre science, il s'agit d'un disque lumineux externe en photo-évaporation autour d'une jeune étoile. Presque 180 disques protoplanétaires ionisés ont été identifiés dans la nébuleuse d'Orion. Les images de ces disques dans d'autres régions de formation stellaire sont rares, Orion étant la seule région avec un nombre important de disques connus à cause de sa proximité relative à la Terre.



JP Petit nous avait rapidement « fait comprendre » deux choses :

- Cet objet devait être en équilibre thermodynamique avec son environnement et peut être avec le four cosmique à 2.73 °K de notre cosmos : dans ce dernier cas il ne pouvait pas entourer une proto étoile chaude, sinon il serait ionisé et à bien plus forte température.
- Et surtout il devait être stable gravitationnellement : la seule solution pour JPP était de faire appel au schéma suivant : l'anneau de gaz serait en quelque sorte prisonnier du potentiel gravitationnel très particulier provenant de l'anti étoile d'une part (potentiel répulsif) combiné au potentiel positif moyen environnant du cosmos.



Et il se « posait » la question : est-ce une énième tentative de désinformation à la Peña ou est-ce que cet objet décrit par les Ummites existe vraiment quelque part ?

En réalité tout cela ressemble effectivement à une tentative de JPP pour promouvoir son modèle gémellaire et trouver peut-être une preuve de la validité de son modèle (toujours non validé en 2025). Astucieux.

### **A la recherche du proplyd dans l'infra rouge**

JPP dans son livre « suggère » d'attendre les mesures en infra rouge avec une bonne résolution pour statuer sur ces objets. C'est maintenant chose faite avec le James Webb Space Telescope (JWST).

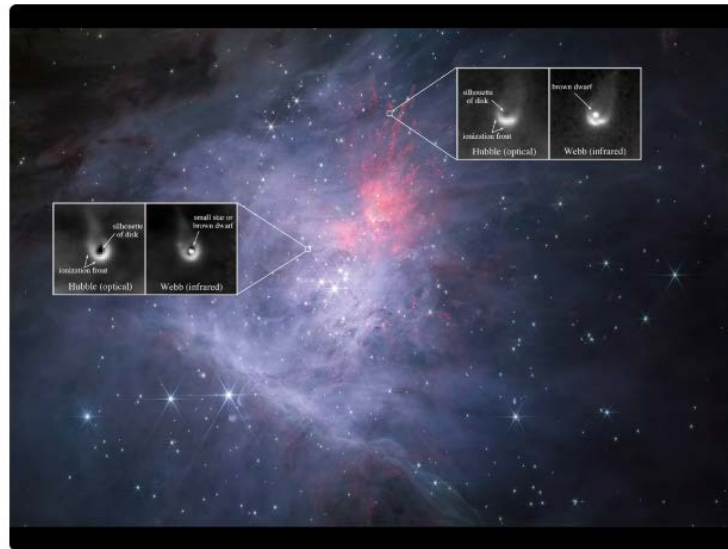


Image infrarouge du centre de la nébuleuse d'Orion prise avec l'instrument NIRC2 du télescope spatial James-Webb de la NASA. Les encarts montrent des images agrandies de deux objets protoplanétaires de faible intensité pris par le télescope spatial Hubble aux longueurs d'onde optiques et par le télescope Webb aux longueurs d'onde infrarouges. Pour chaque objet protoplanétaire, un petit disque protoplanétaire est détecté en silhouette sur l'image optique, qui est entourée d'un front d'ionisation brillant produit par le rayonnement UV intense des étoiles les plus massives. La naine brune au centre de chaque disque est détectée sur l'image infrarouge de James-Webb. La spectroscopie de l'instrument NIRSpec sur Webb a confirmé que ces objets sont des naines brunes en raison de leurs températures froides. © NASA/ESA/CSA, Mark McCaughrean/ESA, Massimo Robberto/STScI/JHU, Kevin Luhman/Penn State, Catarina Alves de Oliveira/ESA. Tous droits réservés.

Et la réponse du JWST est claire. L'objet central que ne pouvait pas voir Hubble est une naine brune. Comme écrivait JPP : « Le tout est que la résolution angulaire de ce télescope infrarouge soit assez élevée pour pouvoir viser avec efficacité un objet aussi petit que le « proplyd » d'Orion. Si l'objet est chaud, exit la nébuleuse toroïdale. » Et c'est bien le cas comme la référence suivante l'explique.

⇒ Luhman, K. L., de Oliveira, C. A., Baraffe, I., Chabrier, G., Manjavacas, E., Parker, R. J., & Tremblin, P. (2024). JWST/NIRSpec observations of brown dwarfs in the Orion Nebula Cluster. *The Astrophysical Journal*, 975(2), 162.

Extrait de ce qui nous intéresse : « *Two of the NIRSpec targets were identified as proplyds in earlier analysis of Hubble images. They have spectral types of M6.5 and M7.5, making them two of the coolest and least massive known proplyds.* »

Les étoiles de ce type M ont une température de l'ordre de 2800 à 3000 °K : exit la nébuleuse toroïdale, selon les conclusions mêmes JPP.

Son espoir de voir ses recherches favorablement orientées pour son modèle disparaissent donc : il faut chercher ailleurs des preuves de validité de son modèle gémellaire. Cette tentative ayant échoué, et si ce type de nébuleuse décrite par les Ummites dans la D63 existe, il est clair qu'il ne peut s'agir des proplyds comme l'indiquerait la FP 03. On peut même ajouter qu'un objet comme décrit

par JPP avec une anti-étoile invisible et un anneau non ionisé à la température du four cosmologique (2.73 °K), serait extrêmement difficile à observer.

### Caractéristiques de la nébuleuse toroïdale décrite dans la D63

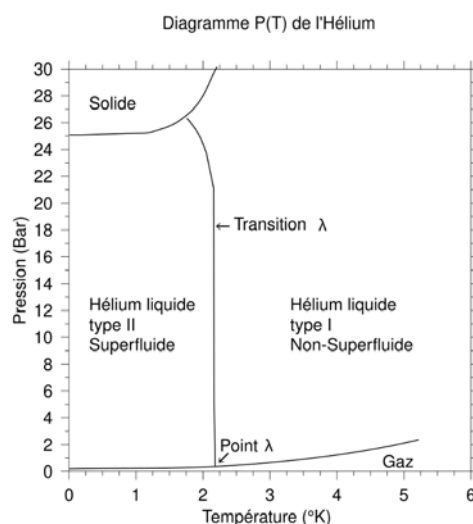
Venons-en maintenant au texte qui a inspiré très probablement JPP. En effet, en 1967, les Ummites donnent de très nombreux détails techniques concernant cet objet. Résumons les données numériques intéressantes de la D63 dans le tableau suivant :

	Données D63	Calculs et/ou Compléments 2025	
<b>Dimension (AL)</b>	1,70E-04	10.8	<b>Dimension (UA)</b>
<b>Composition</b>	Cristaux H2 et He	Pas possible pour l'hélium	
<b>Température (°K)</b>	~0.2 à 3	2,73	<b>Stable avec le CMB (°K)</b>
<b>Densité moléculaire cm<sup>-3</sup></b>	26	10 <sup>-15</sup>	<b>Pa</b>
<b>Distance à Ioumma (AL)</b>	7,884		
<b>Système de mesure</b>	Tantale supraconducteur	OK	
<b>T critique Tantale</b>	~3 °K et 4.4 °K (?)	4,5°K	<b>T critique Tantale</b>

Concernant le système de mesure, les Ummites décrivent un dispositif biscornu qu'il faut plonger in situ dans le milieu dont on veut mesurer la température : dans ce milieu interstellaire, le Tantale deviendrait supraconducteur cette fois -ci à 3 °K, ce qui est à la fois incompréhensible avec une méthode totalement irréaliste pour un cryogéniste. On ne rentrera pas plus dans le détail de ce « dispositif ». On trouvera en Annexe 1 le dispositif réel utilisé par le satellite Planck.

Si on considère le diamètre de l'objet, et que l'on traduise cela en unités astronomiques, on obtient environ le diamètre de l'orbite de Jupiter. C'est très très petit à l'échelle interstellaire.

A ces températures et ces pressions interstellaires du tableau l'hélium n'est pas solide comme le montre son diagramme de phase. Il est soit à l'état liquide soit à l'état gazeux. En dessous de 2.17 °K, il devient superfluide (point lambda). Il faut des pressions bien plus importantes de l'ordre de 25 bars pour obtenir de l'hélium solide en dessous de 2 °K : ce ne sont pas les conditions interstellaires.



Comme l'indiquent les données de la D63, 26 molécules/cm<sup>3</sup> correspondent à une pression d'environ 10<sup>-15</sup> Pa à 2.73 °K. J'ai choisi cette valeur car comme nous le verrons, il est pratiquement impossible d'atteindre cette température dans le milieu interstellaire. Cette pression de 10<sup>-15</sup> Pa correspond aux pressions rencontrées dans le milieu interstellaire (ISM). Ce milieu a été décrit en 2002 par l'astronome français James Lequeux dans son livre *Le milieu interstellaire* chez EDP sciences pour les curieux.

Comme nous le verrons, pour ces conditions thermodynamiques, l'hydrogène moléculaire existe uniquement sous forme gazeuse :

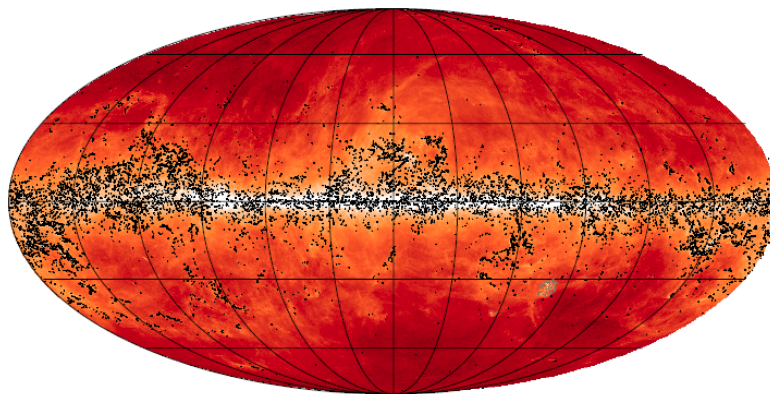
⇒ Pas d'hydrogène solide pour ces conditions thermodynamiques (10<sup>-15</sup> Pa, 2.73 °K)

### Les amas froids galactiques et le satellite Planck

Depuis 2002 et les descriptions de James Lequeux, le satellite Planck a cartographié ce qu'on appelle les amas froids galactiques (Galactic cold clumps ou GCC).

⇒ Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., ... & Novikov, I. (2016). Planck 2015 results-xxviii. The planck catalogue of galactic cold clumps. *Astronomy & Astrophysics*, 594, A28.

Planck Collaboration: *Planck* 2015 results. XXVIII.



**Fig. 1.** All-sky distribution of the PGCC sources: 13188 Galactic clumps (black dots), plus 54 Large Magellanic Cloud (LMC) and Small Magellanic Cloud (SMC) clumps (grey dots). The source distribution is overlaid on the 857 GHz *Planck* map, shown in logarithmic scale between 10<sup>-2</sup> to 10<sup>2</sup> MJy sr<sup>-1</sup>.

Cela faisait partie de sa mission qui consistait à cartographier le fonds diffus cosmologique avec une précision diabolique de l'ordre du µK (voir en Annexe 1 le système de mesure de température du satellite Planck « HFI » autrement plus sophistiqué et précis que la description de la D63).

Sans rentrer dans le détail de cette publication et des 13000 sources répertoriées, on note globalement que les températures les plus basses mesurées sont de l'ordre de 5.8 °K comme l'indique cet extrait traduit en français :

« La distribution de température des sources avec FQ = 2 (indice de qualité) présente un pic aux basses températures, autour de 13 K, et s'étend sur une plage de basses températures, jusqu'à 5,8 K, alors qu'elle s'étend de 8,6 à 22,3 K si l'on exclut les 2 % de valeurs extrêmes. »

On relève dans le tableau 7 (Annexe 2) que cette température minimale de 5.8 °K correspond à des amas froids de l'ordre de 0.07 parsec (bien plus grand que 10.8 UA), avec une densité de l'ordre de 6.4 molécules par cm<sup>3</sup> d'hydrogène. Cela donnerait par calcul une pression de l'ordre de 5 10<sup>-16</sup> Pa, ce qui est bien dans les ordres de grandeur du milieu interstellaire.

Dans la conclusion de l'article, il est indiqué que « *La température minimale des sources du catalogue est de 5,8 K, atteinte pour les sources avec FQ = 2. Il est important de souligner que cette valeur n'est pas un seuil artificiellement induit par notre méthode de détection, qui, en réalité, a été démontrée (par une analyse MCQA) capable de fournir un taux de complétude de 60 % à des températures aussi basses que 6 K. Par conséquent, nous pouvons affirmer avec confiance que, au moins à la résolution angulaire de Planck, aucune source galactique n'est plus froide que 5,8 K. Ceci est cohérent avec les limites inférieures de température de la poussière prédites par la modélisation radiative du chauffage infrarouge dans les noyaux denses et froids* »

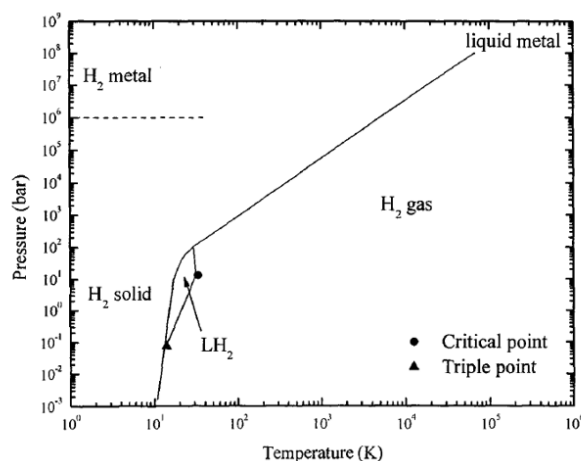
Cette conclusion observationnelle n'exclut pas la possibilité de l'existence de sources plus froides que 5.8 °K et de plus petites dimensions bien inférieures à 0.07 parsecs. Mais attention au chauffage via les sources stellaires proches et surtout par les rayons cosmiques, comme on le verra plus loin. Retenons simplement pour la suite l'ordre de grandeur des pressions observées de quelques  $10^{-15}$  Pa à des températures a minima de l'ordre de 5.8 °K comme indiqué dans les tableaux 6 et 7 des résultats de Planck. (Annexe 2).

### Le cas de l'hydrogène à très basse température et très basse pression

Rappelons que dans le cas de la nébuleuse toroïdale invoquée par les Ummites : « *On put rapidement en préciser la composition : Hydrogène à si basse Température, proche de l'état d'entropie minimale (que vous appelez le ZÉRO ABSOLU DE LA TEMPÉRATURE) que nos scientifiques, sans être à même de déterminer la Température, avaient de bonnes raisons de penser que l'HYDROGÈNE était à l'état solide sous forme de très petits cristaux. Ceci était déterminé par l'analyse de la lumière qui traversait le milieu* ». On doit donc se situer d'après cette déclaration bien en dessous de la température de 5.8 °K, valeur minimale détectée par Planck. D'ailleurs les Ummites annoncent eux même une plage de 0.2 à 3 °K.

Voyons maintenant ce que nous dit la physique terrestre à propos des basses températures de l'hydrogène, et en particulier : quel est son diagramme de phase ?

En guise d'introduction, voici un diagramme de phase très simple de l'hydrogène jusqu'aux températures de l'ordre de 10 °K évoquées dans le chapitre précédent. Le point triple de l'hydrogène se situe aux environs de 14 °K pour une pression de 7000 Pa (soit 0.07 bars si on veut se rapporter à la figure ci-dessous). On note la chute très brutale de la limite solide/gaz quand la température descend en dessous du point triple.



La référence suivante permet maintenant d'explorer la zone à plus basse température en dessous du point triple. Cette référence fournit les points de mesures et un ajustement via une formule mathématique à ces mesures que l'on utilisera par la suite.

⇒ Roder, H. M. (1973). *Survey of the properties of the hydrogen isotopes below their critical temperatures* (Vol. 641). US Government Printing Office.

Ces données permettent de tracer le diagramme de phase de l'hydrogène.

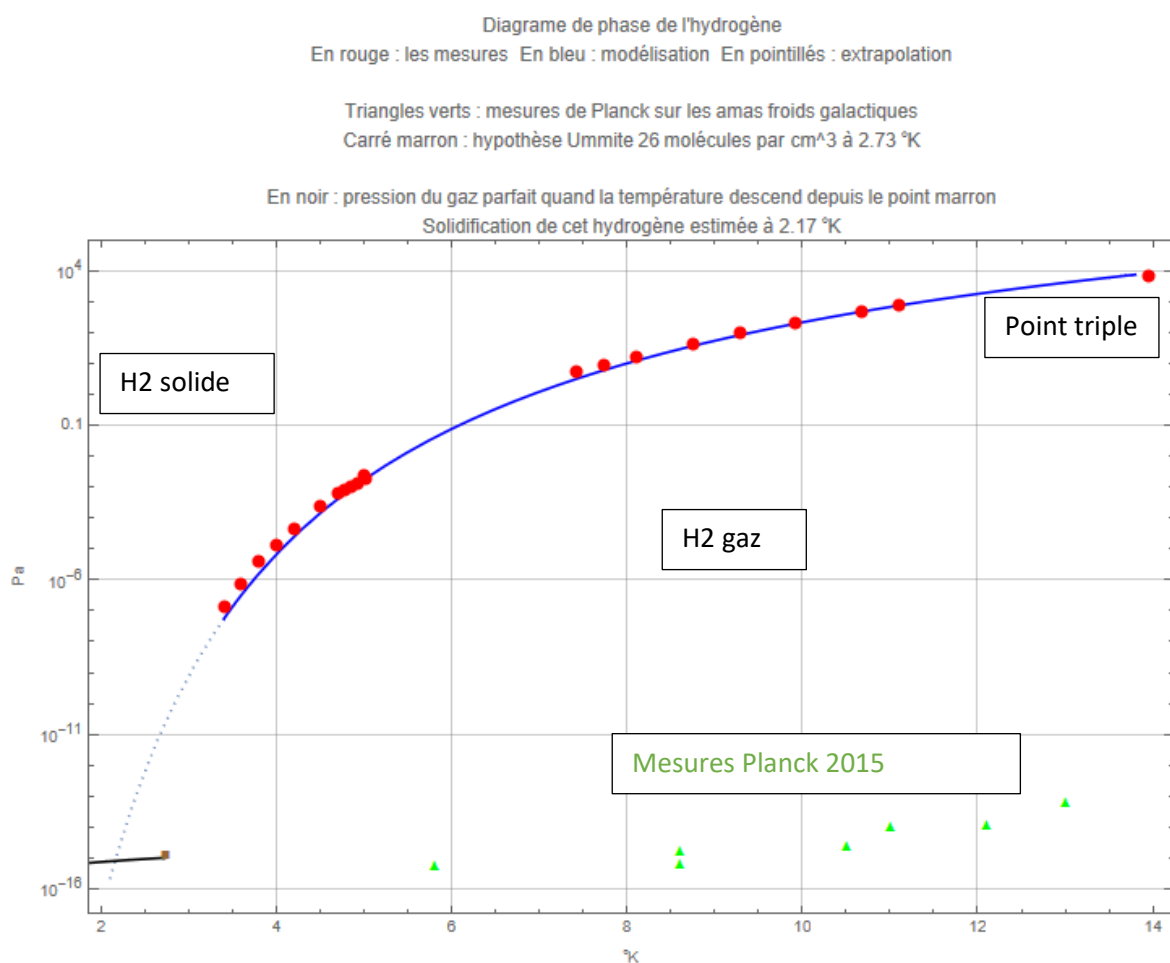
Les points en rouge sont expérimentaux de 3.4 °K jusqu'au point triple, et ajustés à un modèle mathématique en bleu. En dessous de 3.4 °K, les données sont extrapolées à l'aide du modèle précédent, et représentées en pointillés bleu.

Les triangles verts proviennent des mesures du satellite Planck concernant les amas froids galactiques (Tableau 6 et 7 de la publication de 2015). Nous sommes en régime gazeux.

Le carré marron illustre les données Ummites, avec 26 molécules d'hydrogène par  $\text{cm}^3$  à la température cosmologique de 2.73 °K. L'ordre de grandeur est bon.

Le segment en noir représente le comportement de ce gaz supposé parfait en considérant une température décroissante en dessous de 2.73 °K.

Pour cet état gazeux en particulier, la solidification commencerait vers 2.2 °K.



A 2.73 °K kelvins, pour ces densités moléculaires ou pressions typiques, il est clair que le nuage doit se trouver sous forme gazeuse et en aucun cas sous forme de cristaux comme annoncé : pas de cristaux d'hydrogène à ce stade. Les tous petits cristaux à l'état solide ne peuvent exister à cette température (2.73 °K) et à ces densités ( $\sim 10^4$ - $10^5$  Pa) qui correspondent très bien comme le montre le diagramme de phase à des amas de gaz froid.

Pour obtenir des températures susceptibles de donner des cristaux d'hydrogène, il faudrait encore baisser la température, et descendre jusqu'à 2.2 °K au moins, ce que disent les Ummites (0.2 °K !).

- ⇒ Il va falloir expliquer clairement comment cela est possible dans un four à 2.73 °K, dans un milieu interstellaire « agressif » et expliquer pourquoi le bilan entre chauffage et refroidissement serait en faveur d'un refroidissement.

### **Chauffage et refroidissement d'un nuage moléculaire froid**

Ce sujet est plutôt complexe ; un article très souvent cité sur ce sujet est le suivant :

- ⇒ Hollenbach, D. (1988). Heating and cooling of molecular clouds and their surfaces. In *MIT, Haystack Observatory, and NSF, Haystack Observatory Meeting on Interstellar Matter, 2nd, Westford, MA, June 10-12, 1987 Astrophysical Letters and Communications (ISSN 0888-6512), vol. 26, no. 3-5, 1988, p. 191-205.* (Vol. 26, pp. 191-205).

Un point important que j'ai retenu est le fait qu'un gaz composé seulement d'hydrogène ne peut pas se refroidir efficacement à basses température et dans des conditions interstellaires. Il va rester aux alentours de 50 °K à 80 °K sans jamais pouvoir descendre en dessous. Pour qu'il puisse se refroidir, il faut impérativement la présence de CO et de poussières. La présence d'hélium en proportions habituelles (primordiales) avec l'hydrogène ne change rien à l'affaire : cela n'affecte ni la température ni les mécanismes de refroidissement.

- ⇒ Un nuage moléculaire froid observé à des températures  $\sim 10$ °K est forcément un mélange de  $H_2 + He + CO$  ( $\sim 1\%$  en masse) + poussière (1% en masse).

On peut atteindre des températures très basses (10 °K) grâce au refroidissement du CO et au rayonnement infrarouge de la poussière : sans ces « ingrédients » qui jouent en quelque sorte le rôle de radiateur, c'est impossible. Le tableau suivant synthétise les mécanismes principaux de chauffage ou refroidissement décrits dans l'article de Hollenbach, sans rentrer dans le détail :

Processus	Chauffage ou refroidissement	Importance
Rayons cosmiques	Chauffage	Dominant dans les régions internes
Effet Photoélectrique	Chauffage	Dominant en surface
Raies du CO	Refroidissement	Dominant pour densités normales
Poussières	Refroidissement	Dominant pour $n > 10^5 \text{ cm}^{-3}$
$H_2$	Refroidissement	Inefficace en dessous de $\sim 80 \text{ K}$
$C^+$ , $C^0$ , O	Refroidissement	En périphérie

Dans la suite, pour donner des ordres de grandeur, on va s'appuyer sur une référence plus récente de 2011 :

⇒ Draine, B. T. (2011). *Physics of the interstellar and intergalactic medium* (Vol. 19). Princeton University Press.

Il s'agit d'équilibrer le chauffage du gaz avec son refroidissement. Les unités employées sont un peu baroques, et les taux s'expriment en  $\text{ergs}/\text{cm}^3/\text{s}$  ( $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ Joules}$ ). Pour l'exemple simple donné ici, on considère de l'hydrogène atomique neutre, qui représente 80% du gaz interstellaire. (Chapitre 30 du livre de Draine). Cela ne change pas le résultat étant donné la faible densité considérée.

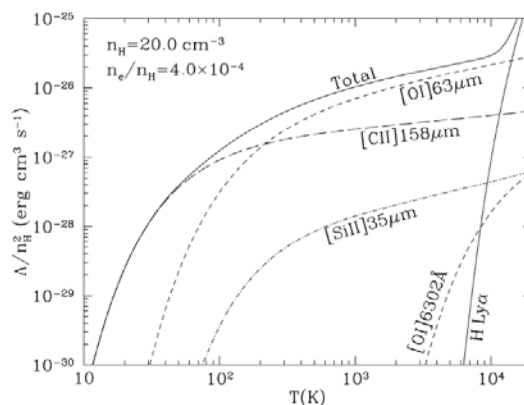
Le taux de chauffage par les rayons cosmiques se calcule comme suit :

$$TCR = 1.03 \times 10^{-27} n_H \left(1 + 4.06 \left(\frac{x_e}{0.07 + x_e}\right)^{0.5}\right) \zeta \quad \text{Formule 30-3}$$

Avec  $n_H = 2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ , un taux d'ionisation  $x_e = 4 \times 10^{-4}$ , et  $\zeta = 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ , on obtient :

$$TCR = 1.3 \times 10^{-26} \text{ ergs cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

L'auteur ne donne pas de formule pour le refroidissement, bien qu'il explique clairement les mécanismes via les raies du carbone et de l'oxygène, et il fournit la figure suivante, pour  $n_H = 20 \text{ cm}^{-3}$  et  $x_e = 4 \times 10^{-4}$ .



**Figure 30.1** Cooling rate for neutral HI gas at temperatures  $10 \lesssim T \lesssim 2 \times 10^4 \text{ K}$  for two fractional ionizations. For  $T < 10^4 \text{ K}$ , the cooling is dominated by two fine structure lines: [C II] 158  $\mu\text{m}$  and [O I] 63  $\mu\text{m}$ .

Comme cette courbe ne dépend que de la température, si on multiplie l'ordonnée par  $n_H^2$  ( $52 \text{ cm}^{-3}$ ), on obtient le taux de refroidissement cherché. Si on considère la température de départ de la courbe ci-dessus à  $10 \text{ K}$ , l'ordonnée correspondante se trouvera après multiplication à un taux de  $2.7 \times 10^{-27} \text{ ergs}/\text{cm}^3/\text{s}$ .

On peut alors lire la température correspondant à  $TCR = 1.3 \times 10^{-26} \text{ ergs}/\text{cm}^3/\text{s}$ , et on estime une température d'équilibre de l'ordre de  $12 \text{ à } 15 \text{ K}$ , car le début de la courbe est très pentu.

Cet exercice simpliste a pour but de montrer les principaux mécanismes en jeu, qui sont bien compris par les physiciens: un chauffage par les rayons cosmiques, et un refroidissement par des raies d'excitation du carbone et de l'oxygène.

Les calculs des professionnels prennent en compte bien d'autres processus, et montrent que dans un nuage moléculaire typique, le gaz se stabilise naturellement autour de **8 à 10 K**, température minimale caractéristique de ce milieu, cohérente avec toutes les observations spectroscopiques disponibles et celles de Planck 2016.



## Conclusion

La tentative de JP Petit dans sa lettre FP 03 d'invoquer les proplyds comme possibles nébuleuses toroïdales avait pour but de décrire un objet stable gravitationnellement à l'aide de sa théorie gémellaire, sinon l'objet serait instable. Les données infra-rouge du JWST lui donnent maintenant les éléments de sa conclusion qu'il avait formulée lui-même à l'époque : comme les proplyds observés entourent une étoile de type M chaude, exit *la nébuleuse toroïdale*, selon ses propres termes.

- Du point de vue gravitationnel, JP Petit a raison comme on le montre en Annexe 3 : un tel objet isolé ne peut pas être stable, et se transforme inévitablement en disque plus ou moins épais s'il orbite autour d'un objet massif : on reboucle sur le cas du proplyd !

Si on se penche ensuite sur la D63 sur laquelle JPP a fortuitement attiré notre attention, on trouve de nombreux points de désaccord entre la thermodynamique Ummite et la nôtre :

- L'hélium à très basse température et basse pression reste liquide ou gazeux.
- La température critique du tantale est erronée (4.5 °K et non 3°K).
- Pour les pressions rencontrées dans le milieu interstellaire, on note pour l'hydrogène la possibilité de constituer des nuages de gaz dont la température peut descendre jusqu'à 5.8 °K avec des pressions de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-15}$  Pa. (Mesures Planck 2015)
- Mais attention, pour que ces nuages existent à si basse température, l'hydrogène doit échanger avec un radiateur constitué de CO et de poussières, ce qui n'est pas mentionné dans la D63. C'est pourtant un point fondamental, car si ce radiateur n'existe pas, l'hydrogène moléculaire ne peut tout simplement pas se refroidir en dessous de 50 °K.
- Grâce à ce radiateur, le nuage constitué principalement d'hydrogène peut se retrouver à une température plancher théorique de 5.8 °K, valeur confirmée par Planck en 2015.
- On ne s'attend pas du tout à l'existence de nuages naturels atteignant 2.73 °K (température du fond cosmologique) parce que le chauffage par rayons cosmiques impose un plancher thermique. Les seules façons d'atteindre voire de franchir physiquement 2.73 °K seraient d'être parfaitement isolé de tout chauffage, ce qui est irréaliste dans le milieu galactique.
- Dans l'hypothèse toujours irréaliste de l'atteinte d'une température de 2.73 °K aux pressions interstellaires, l'hydrogène restera de toute manière sous forme gazeuse : il n'y a pas de cristaux d'hydrogène tels que décrits dans la D63.

## En guise de synthèse :

La D63 propose une configuration toroïdale incompatible avec la physique connue du milieu interstellaire et des lois de la gravitation. En conditions normales du milieu interstellaire :

- (i) L'hydrogène reste gazeux (Roder 1973).
- (ii) Le bilan chauffage/refroidissement (rayons cosmiques, CO) impose un plancher thermique  $\gtrsim 5-8$  °K. (Draine 2011) (Catalogue Planck 2016)
- (iii) La masse de l'anneau torique est des dizaines d'ordres de grandeur trop faible pour obtenir un système autogravitant (Ostriker 1964).
- (iv) Si l'on place cet objet ab initio autour d'une masse centrale, il évoluera vite vers une sphère ou un disque selon la valeur de la masse centrale (Pringle 1981).

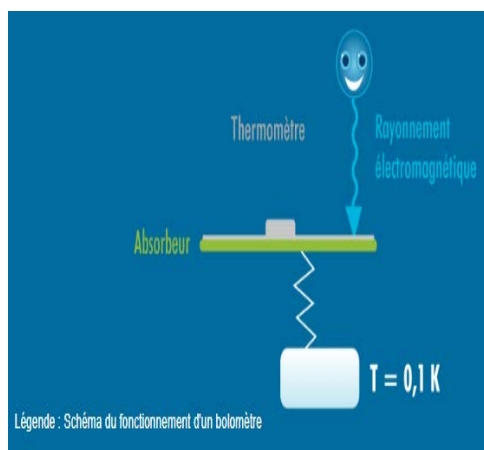
## Annexe 1 Les bolomètres de Planck HFI

L'instrument haute fréquence de Planck observe la lumière dans le domaine des fréquences micro-ondes et infrarouge lointain avec 52 bolomètres. Les 20 bolomètres de type "toile d'araignée" sont sensibles uniquement à l'intensité de la lumière et 32 autres bolomètres sont sensibles également à la polarisation.

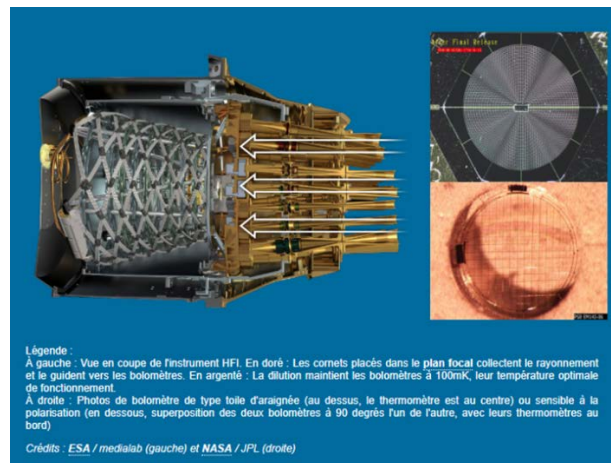
Dans la gamme de longueurs d'ondes de l'instrument HFI, les bolomètres sont les détecteurs les plus sensibles, relayés par les photoconducteurs à plus courtes longueurs d'ondes (en dessous de 200 microns) et par les détecteurs cohérents de type "radio" au-delà de quelques millimètres.

Un bolomètre consiste en un absorbeur métallique qui, dans le cas de HFI, a été construit en toile d'araignée pour diminuer son interaction avec les rayons cosmiques, et un thermomètre à semi-conducteur (germanium dopé par transmutation dans le cas de HFI).

L'énergie des photons absorbés est détectée par le thermomètre sous forme d'un changement de température et transformée en signal électrique grâce à une électronique de lecture adaptée. Le signal électrique peut alors être amplifié, numérisé et transmis par radio pour être interprété.



*Principe d'un bolomètre*



*Instrument HFI du satellite Planck*

Pour augmenter la sensibilité et réduire les bruits (très sévères dans le domaine de micro-ondes), les bolomètres doivent être refroidis à des températures très proches du zéro absolu. Cela représente le défi technologique le plus ambitieux auquel la communauté Planck a dû faire face et en même temps un des plus grands succès de la mission.

La température choisie pour les bolomètres de Planck-HFI a été de 0.1 K (-273.05 °C) obtenue grâce à un système complexe à plusieurs niveaux cryogéniques qui permet au final d'obtenir cette température extrême avec une dilution hélium 3 - hélium 4. Ce système a montré des performances remarquables avec des fluctuations de l'étage à 0.1K de seulement quelques fractions de millionième de degré !

Grâce à une si bonne maîtrise de l'instrument, les bolomètres de HFI ont montré des performances jamais atteintes jusqu'à aujourd'hui par d'autres détecteurs utilisés dans le même domaine de longueurs d'onde. En effet, avec un seul détecteur de HFI, on peut mesurer sur la carte du rayonnement fossile des fluctuations de 2 millionièmes de degré seulement.

## Annexe 2 Données statistiques du satellite Planck

A&A 594, A28 (2016)

**Table 6.** Statistical description of the physical properties of the PGCC clumps with  $FQ = 1$ .

Percentile	$T_c$ [K]	$FWHM$ [']	Size* [pc]	$\varepsilon$	$N_{H_2}$ [cm <sup>-2</sup> ]	$D^*$ [kpc]	$M^*$ [ $M_\odot$ ]	$n_{H_2}^*$ [cm <sup>-3</sup> ]	$L^*$ [ $L_\odot$ ]
min. . . . .	8.6	3.4	0.14	0.10	$6.8 \times 10^{18}$	0.07	$5.1 \times 10^{-2}$	$5.3 \times 10^0$	$7.6 \times 10^{-2}$
first 1% . . . .	10.5	4.6	0.20	0.36	$3.2 \times 10^{19}$	0.12	$1.4 \times 10^{-1}$	$1.6 \times 10^1$	$1.4 \times 10^{-1}$
first 10% . . .	12.1	5.8	0.27	0.61	$9.8 \times 10^{19}$	0.14	$4.5 \times 10^{-1}$	$6.8 \times 10^1$	$3.6 \times 10^{-1}$
median . . . . .	14.5	7.5	0.71	0.83	$3.4 \times 10^{20}$	0.33	$3.3 \times 10^0$	$3.0 \times 10^2$	$2.1 \times 10^0$
last 10% . . . .	17.0	9.3	1.91	0.94	$1.8 \times 10^{21}$	0.92	$5.9 \times 10^1$	$2.4 \times 10^3$	$6.9 \times 10^1$
last 1% . . . . .	19.9	11.0	11.72	0.97	$8.6 \times 10^{21}$	5.51	$6.8 \times 10^3$	$1.3 \times 10^4$	$7.5 \times 10^3$
max. . . . .	30.0	13.1	25.16	0.98	$8.8 \times 10^{22}$	10.48	$2.6 \times 10^4$	$3.5 \times 10^4$	$7.6 \times 10^4$

**Notes.** The statistics of the quantities denoted with (\*) h as been computed on the subsample of sources having a distance estimate with DIST\_QUALITY=1 or 2.

**Table 7.** Same as Table 6 with  $FQ = 2$ .

Percentile	$T_c$ [K]	$FWHM$ [']	Size* [pc]	$\varepsilon$	$N_{H_2}$ [cm <sup>-2</sup> ]	$D^*$ [kpc]	$M^*$ [ $M_\odot$ ]	$n_{H_2}^*$ [cm <sup>-3</sup> ]	$L^*$ [ $L_\odot$ ]
min. . . . .	5.8	2.8	0.15	0.16	$1.4 \times 10^{19}$	0.07	$5.0 \times 10^{-2}$	$6.4 \times 10^0$	$9.2 \times 10^{-3}$
first 1% . . . .	8.6	4.2	0.19	0.37	$4.9 \times 10^{19}$	0.12	$1.4 \times 10^{-1}$	$1.4 \times 10^1$	$6.4 \times 10^{-2}$
first 10% . . .	11.0	5.6	0.28	0.61	$1.4 \times 10^{20}$	0.14	$6.1 \times 10^{-1}$	$6.4 \times 10^1$	$2.7 \times 10^{-1}$
median . . . . .	13.0	7.5	0.95	0.84	$6.3 \times 10^{20}$	0.41	$8.7 \times 10^0$	$3.5 \times 10^2$	$3.7 \times 10^0$
last 10% . . . .	15.7	9.7	8.55	0.95	$3.7 \times 10^{21}$	4.38	$3.1 \times 10^3$	$2.6 \times 10^3$	$3.3 \times 10^3$
last 1% . . . . .	22.2	11.7	15.69	0.98	$1.0 \times 10^{22}$	6.90	$1.4 \times 10^4$	$1.2 \times 10^4$	$4.6 \times 10^4$
max. . . . .	30.0	14.5	30.56	0.98	$1.2 \times 10^{23}$	10.16	$6.3 \times 10^4$	$2.4 \times 10^4$	$2.9 \times 10^6$

**Notes.** The statistics of the quantities denoted with (\*) h as been computed on the subsample of sources having a distance estimate with DIST\_QUALITY=1 or 2. We note that for this class of sources, we only provide an upper limit of the temperature.

### **Annexe 3 Stabilité gravitationnelle d'un anneau toroïdal**

Un premier calcul estime la stabilité potentielle d'un anneau auto-gravitant avec les données initiales fournies par les Ummites, et en utilisant l'approximation majorante du cylindre infini auto-gravitant.

Un second calcul estime s'il est possible de stabiliser un tel objet autour d'une masse centrale .

#### **A Anneau torique auto-gravitant**

##### 1. Géométrie de l' anneau et volume

Soit un anneau toroïdal aux dimensions de l' orbite de Jupiter :

Rayon (distance au centre) :

$$R = 5.2 \text{ AU} = 7.78 \times 10^{11} \text{ m}$$

Dimension de la section : on prend le diamètre de Jupiter,  $D$

$$D = 1.4 \times 10^8 \text{ m}$$

D'où le volume en  $\text{m}^3$ .

$$\text{In}[*]:= V = 2 \pi R * \pi (D^2) / 4 /. R \rightarrow 5.2 * 149 \times 10^9 /. D \rightarrow 1.4 \times 10^8$$

$$\text{Out}[*]:= 7.49403 \times 10^{28}$$

##### 2. Masse de l' anneau ( composition : $n \text{ H}_2 = 26 \text{ cm}^{-3}$ )

$$\text{In}[*]:= \rho = n \text{ mH}_2 /. n \rightarrow 26 \times 10^6 /. \text{mH}_2 \rightarrow 3.32 \times 10^{-27}$$

$$\text{Out}[*]:= 8.632 \times 10^{-20}$$

$$\text{In}[*]:= M = \rho V$$

$$\text{Out}[*]:= 6.46885 \times 10^9$$

Cette masse en kg est de l' ordre de grandeur de celle d'un astéroïde.

##### 3. Pression thermique interne

À  $T \approx 3 \text{ K}$  (hypothèse Ummo) :

Pression en Pascals:

$$P = n k_B T$$

$$\text{In}[*]:= P = n 1.38 \times 10^{-23} \times 3 /. n \rightarrow 2.6 \times 10^7$$

$$\text{Out}[*]:= 1.0764 \times 10^{-15}$$

Soit la pression du milieu interstellaire

##### 4. Confinement gravitationnel interne de l'anneau

Pour estimer le confinement gravitationnel d'un anneau torique très fin, on peut le comparer à un cylindre infini de même section et de même densité, à la même température constante  $T$ .

Un cylindre infini possède une auto-gravité strictement supérieure à celle d'un tore car il bénéficie

d'une masse s'étendant à l'infini le long de son axe, alors qu'un tore est limité à un périmètre fini. C'est une technique d'approximation standard en astrophysique .

Dans son article, Ostriker, J. (1964). The equilibrium of polytropic and isothermal cylinders. Astrophysical Journal, vol. 140, p. 1056, 140, 1056, l'auteur donne même une formule très simple pour estimer si une géométrie cylindrique donnée peut être auto confinante. Il faut calculer pour cela la masse critique auto confinante.

Here we note that, in contrast to the mass of an isothermal sphere, the mass per unit length of an isothermal cylinder tends to a finite limit as  $\xi$  approaches infinity; namely,

$$M = \frac{2 k T}{\mu m_0 G} . \quad (60)$$

On traduit de manière plus moderne cette formule comme suit en utilisant la vitesse du son dans le gaz parfait  $cs = \sqrt{k T / (\mu m H)}$ , ce qui donne pour le cylindre :

$$M \lambda_{crit} = (M/L)_{critique} = 2 cs^2 / G \text{ en kg/m}$$

$$M \lambda_{crit} = 2 cs^2 / G \text{ en kg/m}$$

Vitesse du son en m/s

$$In[*]:= cs = \text{Sqrt}[1.38 \times 10^{-23} \times 3 / (3.332 \times 10^{-27})]$$

[racine carrée]

$$Out[*]:= 111.467$$

On calcule la masse critique d' Ostriker et la masse linéique de notre objet , puis on fait le rapport , afin de déterminer si on est proche du critère d'auto confinement :

$$In[*]:= M \lambda_{crit} = 2 cs^2 / G /. G \rightarrow 6.674 \times 10^{-11}$$

$$Out[*]:= 3.7234 \times 10^{14}$$

$$In[*]:= M \lambda_{tore} = M / (2 \text{ Pi } R) /. R \rightarrow 5.2 * 149 \times 10^9$$

[nombre pi]

$$Out[*]:= 0.00132879$$

$$In[*]:= \tau 1 = M \lambda_{tore} / M \lambda_{crit}$$

$$Out[*]:= 3.56877 \times 10^{-18}$$

Un tel anneau isolé ne peut jamais être stable gravitationnellement : il manque 17 ordres de grandeur !

**Conclusion du chapitre A : Il est rigoureusement impossible de considérer un anneau toroïdal stable évoluant dans l'espace interstellaire compte tenu des conditions initiales fournies. Il manque 17 ordres de grandeur !!**

## **B. Peut-on stabiliser un tel anneau en orbite autour d'une masse centrale ?**

La réponse est non ! Car autour d'une certaine masse centrale , les anneaux de gaz orbitant sont dynamiquement instables : ils vont évoluer géométriquement puis se stabiliser.

Il existe deux cas de figure.

- 1) Soit la masse centrale est bien trop faible, et alors l'anneau théorique déposé là devient une sphère de gaz autour de la masse centrale.
- 2) Soit la masse centrale a une valeur suffisante et l'objet diffuse mais reste en orbite sous forme discoïdale avec une épaisseur qui dépend de la valeur de la masse centrale.

Dans les deux cas, l'évolution se fait sur quelques orbites (donc typiquement 12 ans pour une masse centrale solaire à quelques siècles pour une masse bien plus petite que celle du Soleil, le tout à 5.2 AU) . Cette évolution est très rapide par rapport aux temps visqueux estimés de l'ordre du million d'années.

Le temps visqueux va déterminer le temps au bout duquel le disque se sera stabilisé à une épaisseur H donnée.

Cette théorie est expliquée dans l'article suivant.

Pringle, J. E. (1981). Accretion discs in astrophysics. In: Annual review of astronomy and astrophysics. Volume 19.(A82-11551 02-90) Palo Alto, CA, Annual Reviews, Inc., 1981, p. 137-162., 19, 137-162.

Dans un système gravitationnel réel (gaz + masse centrale), l'épaisseur verticale du disque n'est pas imposée arbitrairement. Elle est imposée par l'équilibre vertical entre la pression du gaz proportionnelle à  $c_s^2$

et la gravité verticale de la masse centrale .

Cela donne la relation standard des disques minces de Pringle en partant de son équation 3.6 et de la loi de Kepler :

$$H = R/\mathcal{M} = R c_s/v_{orb} = R c_s \sqrt{R/G M_c} = c_s / \sqrt{G M_c / R^3} = c_s / \Omega \text{ avec } \Omega = \sqrt{G M_c / R^3}$$

soit  **$H = c_s / \Omega$**

**Ce sont donc bien les lois de Kepler qui vont imposer la forme du disque et non l'imposition d'une quelconque forme toroïdale.**

On peut faire quelques tracés pour examiner la situation. Pour cela, on va normer par rapport à la masse de Jupiter et au rayon de l'orbite de Jupiter.

On exprime ainsi la masse centrale  $M_c$  en nombre de fois la masse de Jupiter , soit  $1.9 \times 10^{27}$  kg pour obtenir le rapport  $H/R$ ,  $R$  rayon de l'orbite de Jupiter et  $H$  épaisseur du disque.

$$In[ ]:= \text{HsurR}[M_c_] = c_s / (R \sqrt{G (M_c M_{\text{jup}}) / R^3}) / . G \rightarrow 6.674 \times 10^{-11} / . R \rightarrow 7.78 \times 10^{11} / .$$

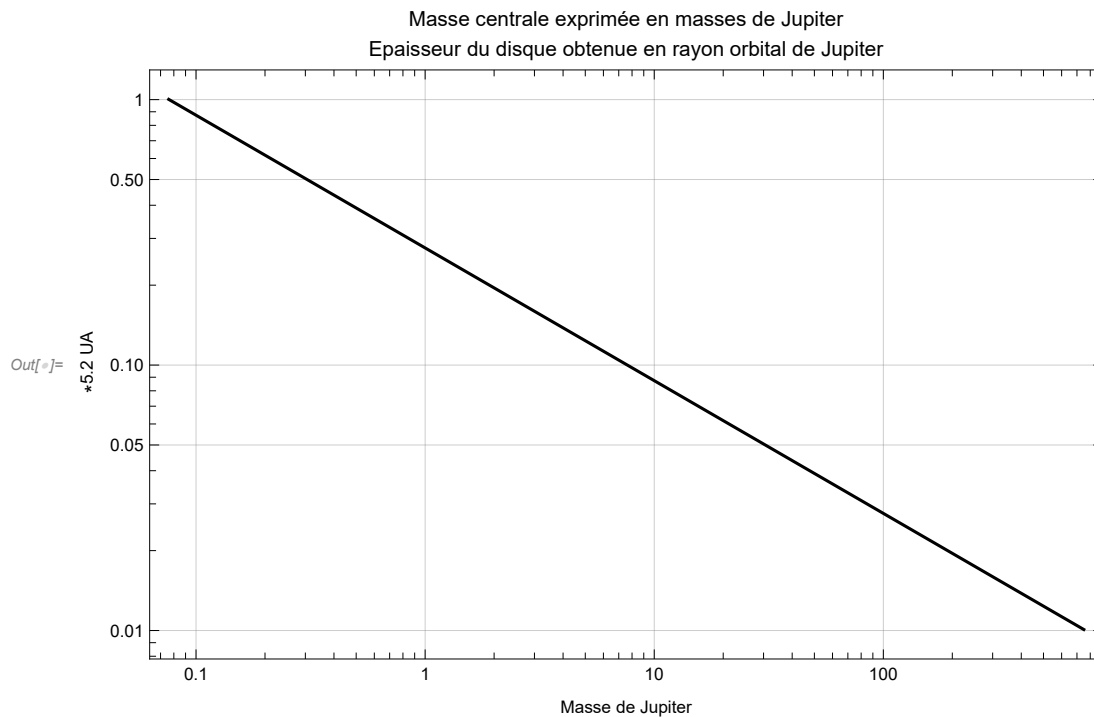
$$M_{\text{jup}} \rightarrow 1.898 \times 10^{27}$$

$$Out[ ]:= \frac{0.276246}{\sqrt{M_c}}$$

```

In[ ]:= LogLogPlot[HsurR[x], {x, 0.076, 750}, Frame → True, GridLines → Automatic,
  [tracé log-log [cadre [vrai [lignes de grille [automatique
  PlotStyle → Black, FrameLabel → {"Masse de Jupiter", " *5.2 UA"},
  [style de tracé [noir [étiquette de cadre
  PlotLabel → "Masse centrale exprimée en masses de Jupiter
  [étiquette de tracé
  Epaisseur du disque obtenue en rayon orbital de Jupiter"]

```



## Conclusion du chapitre B

Un anneau toroïdal disposé ab initio autour d'une masse centrale, avec les conditions thermodynamiques initiales posées dans la D63, va rapidement évoluer selon la valeur de la masse centrale :

- \* sous forme sphérique pure si la masse centrale est nulle ou très faible
- \* sous forme d'un disque de moins en moins épais au fur et à mesure que la valeur de la masse centrale augmente.

L'obtention d'un disque fin ne s'obtient que pour des valeurs importantes de la masse centrale, de l'ordre ici de 100 fois la masse de Jupiter, ce qui correspond à des étoiles de type M, pour l'objet Ummite.