

Un modèle magnétohydrodynamique de formation planétaire

DANIEL WELLS

Illustration d'artiste du
système G192.16-3.82
observé par le télescope
Very Large Array.

Ni les lois de Kepler ni celles de Newton ne permettent d'expliquer pourquoi les planètes du système solaire se trouvent à leur emplacement et pas ailleurs. La loi de Titius-Bode donne une bonne approximation des distances entre les planètes et le Soleil mais elle n'a jamais pu s'appuyer sur un véritable modèle physique. Pour comprendre la création du système solaire, Daniel Wells, en tant que physicien des plasmas, a décidé de commencer par étudier le Soleil. En effet, notre étoile est un gigantesque réacteur à fusion et il est donc utile de regarder l'état de nos connaissances sur la façon dont les réactions de fusion se déroulent sur Terre. En fait, pour obtenir la loi de Titius-Bode, il a appliqué la même méthode que celle développée pour créer des plasmas dans un laboratoire.

Daniel Wells, professeur de physique à l'université de Miami à Coral Gables, en Floride, a obtenu un doctorat en physique des plasmas à l'Institut de technologie Stevens (New Jersey) en 1963. La théorie de Wells de configurations d'énergie minimale pour le confinement magnétique d'un plasma thermonucléaire chaud, est devenue le point de départ pour des expériences de fusion impliquant des sphéromaks, des tores compacts et des strictions de champ renversés. Cet article a d'abord été publié dans *21st Century*, juillet-août 1988, sous le titre « How the Solar System was Formed ».

L'intérêt que portel'homme au mouvement des étoiles et des planètes remonte aux temps préhistoriques. L'histoire de l'astronomie est, en grande partie, l'histoire des tentatives pour comprendre le mouvement des planètes. Au III^e siècle avant J.-C., Aristarque de Samos établit que les planètes tournent autour du Soleil. Ses conclusions seront cependant écartées au profit du système de Ptolémée selon lequel la Terre se trouverait au centre du monde. Il faudra attendre le XVI^e siècle, avec Copernic, pour revenir au système héliocentrique. Des progrès considérables seront ensuite accomplis au XVII^e siècle pour déterminer le mouvement des planètes, grâce aux travaux menés par Johannes Kepler à partir des données détaillées de Tycho Brahé. Les résultats de Kepler demeurent à ce jour une description correcte des véritables orbites planétaires.

Les lois de Kepler sur le mouvement des planètes ont mené, par la suite, à la loi de gravitation de Newton, ainsi qu'à ses lois de la dynamique. Toutes ces lois concernent la façon dont s'opère le mouvement une fois qu'une planète, ou un satellite, a été mise en orbite. Une fois que l'orbite est établie, on observe une relation exacte entre les paramètres de l'orbite et les conditions initiales du mouvement. On peut simplifier le problème en prenant des orbites circulaires au lieu des orbites elliptiques réelles. Si l'on connaît la vitesse de la planète, sur une orbite supposée circulaire uniforme, on peut alors déterminer le rayon de l'orbite. Si le rayon est connu, alors la vitesse peut être déterminée.

Newton ne peut pas déterminer le rayon (r) ou la vitesse (v_0) sans que l'un ou l'autre ne soit connu au départ. En fait, ni les lois de Newton ni les trois lois de Kepler ne permettent de prédire le rayon moyen de chaque orbite planétaire et la vitesse. Une fois que le rayon moyen de chaque orbite planétaire est mesuré, la vitesse correspondante (v_0) peut être calculée. Dans le cas plus compliqué correspondant à la réalité, celui d'orbites légèrement elliptiques, la vitesse en chacun des points des orbites peut être calculée.

La disposition réelle des orbites dépend des *conditions initiales* qui ont existé au moment de la for-

mation du Soleil et des planètes, et n'est pas donnée directement par les équations du mouvement. On peut facilement saisir cela grâce à l'analogie suivante. Un garçon attache une pierre au bout d'une ficelle. Il la fait tourner au-dessus de sa tête et continue tant qu'il n'est pas fatigué. Le mouvement se maintient ; c'est en équilibre dynamique.

Les lois de Newton peuvent être utilisées pour dire quelle quantité de force s'exerce sur la ficelle, et à quelle vitesse l'enfant doit la faire tourner, etc. Maintenant, si vous demandez : « Quelle est la longueur de la ficelle ? »

« C'est ridicule, la longueur de la ficelle dépend de l'endroit où le garçon l'a coupée. »

« Mais je veux savoir *a priori* quelle va être la longueur de la ficelle. »

Bien sûr, *c'est* ridicule tant qu'il s'agit d'une ficelle. Néanmoins, il s'agit d'une question légitime lorsque l'on considère les orbites des planètes. On peut montrer que les planètes sont en équilibre dynamique en vertu de la loi de l'inverse des carrés. Mais pourquoi les rayons ont-ils cette valeur ? Pourquoi Mercure est-elle là où elle se trouve ? Pourquoi la Terre et Vénus sont-elles là et pas ailleurs, etc.

Alors que Newton s'intéresse seulement à la dynamique des orbites planétaires, Kepler donne un premier élément de réponse à la question des rayons dans sa première œuvre majeure intitulée *Mysterium cosmographicum*. Dans ce texte, il émet une hypothèse pour expliquer les distances entre les planètes et le Soleil : leur disposition a été déterminée par un emboîtement des solides platoniciens, plaçant une sphère autour de chacun des polyèdres réguliers pour représenter l'orbite. Kepler a commencé avec un cube pour déterminer l'orbite de Saturne, et ensuite, successivement, un tétraèdre, un dodécaèdre, un icosaèdre et un octaèdre.

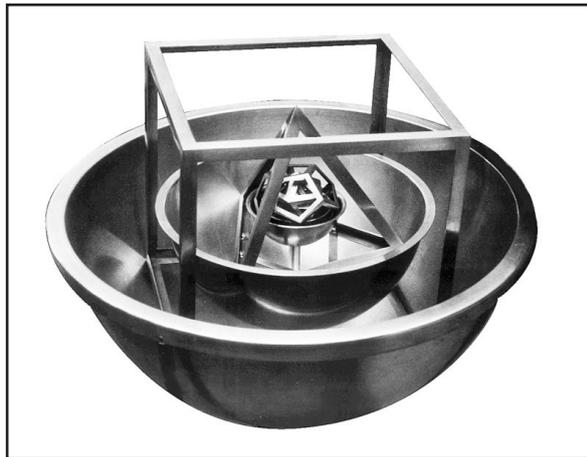
Il y a deux cent ans, presque immédiatement après la publication des travaux de Kepler et de Newton, d'autres tentatives ont été menées pour comprendre pourquoi les orbites avaient de telles dimensions. Il s'agit de l'élaboration d'une autre hypothèse, appelée aujourd'hui la loi Titius-Bode, présentée par Kepler dans son *Mysterium cosmographicum*, bien que ce dernier ne

pensait pas qu'elle constituait une cause suffisante.

A Wittenberg, Johann Daniel Titius traduit un traité suisse sur le sujet, puis publie un texte en 1766 dans lequel il décrit une relation numérique donnant les distances approximatives entre les planètes et le Soleil. Cette relation, et le fait qu'elle semble assez précise pour au moins les planètes intérieures, n'a jamais pu s'appuyer sur un véritable modèle physique. Six années après que Titius ait publié son article, le directeur de l'observatoire de Berlin, Johann Bode, a popularisé cette relation et son nom a été associé au concept. La loi Titius-Bode consiste en une série de nombres qui commence par 0, puis 3, et qui double ensuite le nombre précédent à chaque étape : 6, 12, 24, etc. On ajoute ensuite 4 à chaque nombre et l'on divise par 10. Les résultats (0,4, 0,7, 1,0, etc.) donnent approximativement les rayons des orbites planétaires en unités astronomiques (UA). Une unité astronomique correspond au rayon de l'orbite de la Terre. (Pour être plus précis, une unité astronomique est le demi-grand axe de l'orbite elliptique de la Terre. Le demi-grand axe est la moitié du diamètre le plus long de l'ellipse.)

La découverte d'Uranus par l'astronome anglo-allemand William Herschel en 1781 suscita un grand intérêt pour la loi Titius-Bode car celle-ci prévoyait l'orbite de la planète lointaine. Elle prévoyait aussi la présence d'une planète entre Mars et Jupiter. Les astéroïdes, la plupart ayant des orbites dans cette région du système solaire, n'ont été découverts qu'une vingtaine d'années plus tard, au début du XIX^e siècle. Le fait qu'il y ait de nombreux astéroïdes avec des orbites qui avoisinent l'orbite en question, et non une seule planète, troublait les critiques à l'époque. Toutes ces spéculations se sont développées au moment de la Révolution américaine. Toutefois, plus tard, avec la découverte de Neptune et Pluton, il s'avéra que ces planètes ne satisfaisaient pas la loi.

On a tenté d'expliquer la loi de Titius-Bode de nombreuses façons différentes, et il y existe des livres entiers sur le sujet. Benjamin Franklin a travaillé sur ce problème et en discutait avec ses collègues. Pourquoi cette étrange numérogie donne-t-elle les orbites des planètes ? Aucune



Emboîtement de solides platoniciens imaginé par Kepler pour déterminer les distances des différentes planètes.

théorie convaincante pour expliquer la série de Titius-Bode n'a jamais pu être élaborée, malgré les abondantes publications sur le sujet (Chandrasekhar, 1946 ; Weizsäcker, 1947 ; Kuiper, 1949 ; Alfvén et Arrhenius, 1976 ; et Alfvén, 1954).

Du point de vue de la fusion nucléaire

Pour comprendre la création du système solaire, une approche consiste à commencer par étudier le Soleil. Comme notre étoile est un gigantesque réacteur à fusion, il est utile de regarder l'état de nos connaissances sur la façon dont les réactions de fusion se déroulent sur Terre. En tant que physicien des plasmas, c'est l'approche que j'ai adoptée.

Des travaux importants ont été coordonnés au cours des trente-cinq dernières années pour construire une machine à fusion sur Terre qui imiterait les étoiles, lesquelles génèrent leur énergie grâce à la fusion. Jusqu'à présent, cette entreprise n'a rencontré que des succès limités mais elle est très prometteuse.

Penser à la manière dont nous allons résoudre ce problème revient à penser comment construire une petite étoile sur Terre. Il nous faut obtenir un plasma suffisamment chaud pour que les noyaux fusionnent. *Chaud* signifie que les particules se déplacent rapidement, de telle sorte qu'il y ait de nombreuses collisions frontales qui mènent à la fusion. Plus le plasma est chaud, plus il y a de chance d'enclencher un processus de fusion. La difficulté

réside dans le fait qu'au moment où le plasma devient assez chaud pour que la fusion se réalise et produise de l'énergie utilisable, il commence à disparaître. Il devient instable en s'échauffant et il échappe au confinement.

C'est le problème de confiner le plasma chaud. Le Soleil et les étoiles résolvent en quelque sorte ce problème avec les forces gravitationnelles. Chaque fois qu'une particule essaye de s'échapper du Soleil, celui-ci tente de la retenir avec une force gravitationnelle de rappel importante. C'est un état stable se produisant naturellement dans le Soleil et dans la plupart des étoiles. Il existe une littérature volumineuse au sujet de l'instabilité mais il est ici question de stabilité. Le Soleil est un état stable.

En tant que physiciens du plasma, notre tâche est de reproduire, sur Terre, cet état stable dans le plasma sans l'aide du champ gravitationnel. C'est sur ce point que les physiciens divergent. Il existe essentiellement deux approches. L'une est de résoudre le problème en termes de *modèle à particule individuelle*, qui considère le plasma comme un ensemble d'électrons et d'ions chargés positivement formant un gaz. Selon ce point de vue, il faut essayer de contrôler les particules, et de les amener à un niveau de chaleur suffisant pour les faire fusionner.

Je m'inscris dans la deuxième approche, laquelle prend en compte les structures apparaissant naturellement dans le plasma pour réaliser le travail de confinement ; cela consiste à considérer le plasma comme un *système magnétohydrodynamique* d'électrons et d'ions, plutôt que comme un simple en-

semble de particules.

Il est nécessaire de donner quelques explications préliminaires pour présenter la théorie que j'ai élaborée. A l'explication quelque peu technique, j'apporterai des arguments plus accessibles afin que le lecteur néophyte puisse suivre.

Pour réaliser des réactions de fusion contrôlée sur Terre, nous ne pouvons pas, comme chacun le sait, utiliser la gravité. Les gaz en laboratoire n'ont pas assez de masse pour pouvoir faire quoi que se soit par les forces gravitationnelles. Nous sommes donc limités aux forces électriques, et à certains types d'effets inertiels ou magnétiques. Des travaux ont été effectués dans ce domaine pendant de nombreuses années. Dans le cadre de cet article, nous allons nous en tenir à l'utilisation d'un champ magnétique pour tenter d'empêcher le gaz de s'éparpiller.

La façon la plus simple de décrire les étoiles – ou un plasma dans une machine à fusion sur Terre – est en termes de modèle magnétohydrodynamique (MHD), formalisé dans l'équation 1 (voir l'**encadré 1**). Pour la mise en application, la vitesse et la viscosité doivent rester dans certaines limites de telle sorte que l'effet des turbulences ne soit pas dominant. La plupart des plasmas conçus en laboratoire pour tenter de résoudre les problèmes de fusion remplissent ces critères du modèle MHD et, de ce fait, on peut laisser de côté le modèle à particule individuelle.

Qu'entend-on par *magnétohydrodynamique*? En plus des forces magnétiques, il existe des forces hydrodynamiques qui agissent au sein du gaz. Il s'agit des mêmes forces qui permettent à un avion de voler, et peuvent être décrites simplement par ce que l'on appelle la force de Magnus* (les termes accompagnés d'un astérisque sont définis dans le glossaire). Elle résulte de l'interaction de la vorticitée* – le tourbillonnement de l'air – avec la vitesse du vent soufflant devant l'avion. Si vous êtes assis dans l'avion, vous pouvez vous imaginer immobile, le vent soufflant sur vous, de telle sorte que vous générez de nombreux mouvements tourbillonnaires – de nombreuses vorticités – avec vos ailes, et que cette vorticitée interagit avec l'air qui souffle pour vous maintenir

en l'air.

Ces mêmes forces agissent sur le fluide de plasma et – il s'agit du point crucial de la découverte théorique que j'ai réalisée il y a trente ans – le fluide ou les forces portantes peuvent être utilisés comme forces de confinement dans une machine de plasma pour réaliser la fusion nucléaire!

C'est il y a seulement deux ans [en 1986, *NdT*], néanmoins, que j'ai découvert une façon de lier la création du système solaire et le comportement des vortex de plasma créés en laboratoire. L'histoire est assez étonnante. C'est un développement totalement nouveau, et si l'on m'avait raconté l'histoire au départ, je ne l'aurais pas crue.

Glossaire

Fonctions de Bessel. Solutions de l'équation de Bessel, une équation différentielle linéaire du second ordre utilisée dans des problèmes impliquant des symétries circulaires ou cylindriques :

$$z^2 d^2y/dz^2 + z dy/dz + (z^2 - \nu^2)y = 0.$$

F. W. Bessel est un astronome allemand qui a vécu de 1784 à 1846.

Colinéaire. Des champs sont colinéaires quand ils sont soit orientés dans la même direction, soit dans des directions opposées.

Valeurs propres. Valeurs d'une fonction qui satisfont à une certaine condition. Par exemple, dans la figure 3, les valeurs de (kr) pour lesquelles $J_1(kr) = 0$ sont déterminées par les valeurs propres, k , des équations de force libre, $\nabla \times B = kB$.

Libre de force. Absence de toute force de Lorentz. Dans un plasma incompressible, la force de Magnus est également nulle. Dans un plasma compressible (c'est-à-dire tous les plasmas réels), la force de Magnus n'est pas forcément nulle et permet le confinement du plasma chaud et dense nécessaire à la fusion (Wells, 1987).

Force de Lorentz. Force s'exerçant sur une charge en mouvement ou un courant électrique résultant de son interaction avec un champ magnétique.

Force de Magnus. Force s'exerçant sur un corps résultant de l'interaction d'un filament de vortex et de la vitesse de l'écoulement d'un fluide. Il s'agit de l'équivalent hydromagnétique de la force de Lorentz.

Etat d'énergie libre minimale. Appelé aussi état de relaxation. L'énergie disponible pour créer des instabilités est réduite à son minimum. L'énergie disponible maximale est confinée dans l'un des champs contribuant à la stabilité.

Theta-pinch. Autoconstriction d'un filament de plasma résultant de l'attraction de courants parallèles.

Vorticité. La rotation d'un ballon produit de la vorticité dans l'air. La vorticité d'un anneau de plasma est la rotation du filament formant l'anneau par le fait que ses deux extrémités sont liées. L'anneau tourne donc vers – et en dehors de – son centre.

Elle a impliqué la participation de nombreuses personnes différentes ainsi que de nombreuses idées différentes, apparemment sans aucun rapport entre elles. Grâce aux observations obtenues en travaillant sur les plasmas de fusion, ces idées se sont assemblées pour produire une théorie qui décrit la genèse du système solaire, ainsi peut-être que d'autres phénomènes galactiques.

Le modèle magnétohydrodynamique

J'ai réalisé une série d'expériences au cours des vingt-cinq années pas-

→ sées au Laboratoire de physique des plasmas de Princeton dans le New Jersey et à l'université de Miami, pour étudier la production naturelle de structures stables de plasma. Si le plasma est décrit par un modèle de fluide magnétohydrodynamique, il est possible de calculer les différents champs (magnétique, densité de courant, vitesse d'écoulement

et vorticité) dans une structure de plasma fermée correspondant au minimum d'énergie libre*. L'énergie libre est l'énergie non dirigée disponible pour créer des instabilités. Le calcul nécessite que l'énergie libre varie suivant certaines contraintes ou conditions secondaires.

Cette approche m'a toujours attiré car j'étais auparavant un ingénieur

en aéronautique, et je connaissais assez bien l'hydrodynamique ou les flux de gaz, et j'ai donc pensé que c'était pour moi une voie naturelle d'appréhender ce sujet. Je me suis intéressé pour la première fois aux travaux en astronomie de Subrahmanyan Chandrasekhar de l'université de Chicago et de son élève Lodewijk Woltjer, dans le contexte d'études sur

Encadré 1 - Propriétés des anneaux de plasma libres de force

Dans le modèle magnétohydrodynamique des plasmas stellaires et interstellaires, un élément de plasma (élément différentiel de volume), avec une vitesse de centre de masse v , obéit à l'équation suivante (deuxième loi de Newton) :

$$\rho(\partial v/\partial t) = \nabla(p + 1/2\rho v^2) + j \times B - \rho(\nabla \times v) \times v \quad (1)$$

où

p : pression scalaire,

j : densité du courant,

ρ : densité magnéto uide,

$\nabla \times v$: vorticité,

B : champ d'induction magnétique,

v : vitesse du centre de masse d'un élément de uide.

De (1), nous pouvons déduire que l'accélération de l'élément de uide $\partial v/\partial t$ sera nulle si tous les termes exprimant les forces sur le corps de la partie droite de l'équation s'annulent mutuellement ou sont chacun égal à zéro. Examinons chacun des termes et sa signification physique. Le premier terme sera zéro si

$$p + 1/2\rho v^2 = \text{constante} \quad (2)$$

Il s'agit simplement de l'équation de Bernoulli pour un uide en écoulement laminaire. Le terme $(j \times B)$ est la force de Lorentz s'exerçant sur l'élément de uide. Le terme $\rho(\nabla \times v) \times v$ est la force de Magnus s'exerçant sur un élément de uide. C'est la force hydrodynamique due à l'interaction du uide en écoulement avec le champ de vorticité local.

Si $p + 1/2\rho v^2 = \text{constante}$ pour le uide, il ne sera pas accéléré si les forces de Lorentz et de Magnus sont toutes deux nulles, ou si elles sont égales et opposées.

Nous devons considérer ces deux problèmes séparément. Quelles conditions physiques correspondent à la situation où les forces de Lorentz et de Magnus sont toutes deux nulles ? Quelles sont les conditions requises pour que ces deux forces soient égales ?

Chandrasekhar et Woltjer ont invoqué le principe de moindre action de Hamilton pour résoudre le problème d'un mouvement nul ou presque nul dans le plasma observé. Ils ont posé le problème de la façon suivante : quelle configuration des courants de plasma, des champs magnétiques, des champs de ux et des filaments de vorticité correspondrait à une énergie libre minimale dans un volume fermé arbitraire de plasma ?

Utilisant la formulation standard du calcul des variations, ils ont fait varier l'énergie libre selon un ensemble approprié de contraintes sur l'écoulement. Nous obtenons un ensemble d'équations d'Euler-Lagrange pour les champs de la forme

$$\nabla \times B = \Omega B \quad (3)$$

$$v = \pm\beta B. \quad (4)$$

L'équation (3) est l'équation « libre de force ». Elle rend le terme $(j \times B)$ de l'équation (1) identiquement nul puisque par les équations de Maxwell nous avons

$$\nabla \times B = j$$

si le courant de déplacement dans le plasma est négligé (ce qui est normalement une bonne hypothèse dans le modèle magnétohydrodynamique).

L'équation (4) est l'équation de « colinéarité ». Cela signifie que l'écoulement dans l'état d'énergie minimale, la vitesse et le champ d'induction magnétique sont partout parallèles ou antiparallèles. Cela signifie aussi que la force de Magnus sera, elle aussi, identiquement nulle :

$$\nabla \times B = \Omega B$$

$$\nabla \times (v/\beta) = \Omega(v/\beta).$$

Posons

$$\nabla \times v = \eta^{\text{def}} = \text{vecteur de vorticité}.$$

Puisque β et Ω peuvent être considérés, pour ce qui nous intéresse ici, comme constants, nous avons

$$\eta \times v = 0.$$

Les équations d'Euler-Lagrange pour une énergie libre minimale correspondent à un état de plasma « libre de force » dans lequel tous les champs – v , η , j et B – sont parallèles ou antiparallèles. La seconde équation d'Euler-Lagrange, l'équation (4), c'est-à-dire

$$v = \pm\beta B$$

a d'autres implications intéressantes. (Explique-t-elle la relation de Titus-Bode ?)

Dans le cas général de champs non libres de force,

$$j \times B = \rho(\eta \times v)$$

pour des courants et des filaments de vortex, si

$$p + 1/2\rho v^2 = \text{constante}.$$

Les forces de Lorentz et de Magnus sont en équilibre. Cette situation est illustrée dans la figure 2 pour deux filaments de vortex perpendiculaires par rapport au plan de la page, l'un se déplaçant dans le sens parallèle au champ magnétique de guidage et l'autre dans le sens antiparallèle. La force de Magnus est désignée par F_n et la force de Lorentz par F_m . Le filament se déplaçant parallèlement au champ de guidage est appelé une structure contrarotationnelle, et le filament se déplaçant dans le sens antiparallèle une structure corotationnelle. Ces noms et mouvements sont exprimés par le signe \pm dans l'équation (4). Ce signe est une indication de la nature fondamentalement non linéaire de l'équation (1).

X et η sont définis par le théorème de Stokes :

$$X = \oint v \cdot dl = \int (\nabla \times v) \cdot dA = \text{vorticité dans le filament} ; \eta = \int B \cdot dl = \int (\nabla \times B) \cdot dA = \text{courant électrique dans le filament}.$$

Encadré 2 - Une solution de l'équation des structures libres de forces en coordonnées cylindriques

Supposons qu'une perturbation majeure dans le gaz primitif de la galaxie aboutisse en un volume cylindrique de plasma se déplaçant à travers le plasma environnant, tout en tournant à une vitesse angulaire finie. Supposons aussi qu'il y ait un champ magnétique d'intensité finie mais pas nécessairement importante au cours de la formation du plasmioïde.

Pendant que cette masse de plasma se déplace à travers le gaz environnant, elle perd de l'énergie en accélérant le plasma environnant par un processus de transfert convectif. De la même manière que les anneaux de plasma perdent de l'énergie dans l'expérience Trisops, le cylindre perd de l'énergie et se stabilise dans un état d'énergie minimale. La géométrie de cet état sera celle d'une structure cylindrique colinéaire libre de force au lieu d'une structure annulaire colinéaire.

Une solution de l'équation des structures libres de force, l'équation (3), en coordonnées cylindriques, montre que les composantes azimuthales et radiales de la vitesse d'écoulement dans le cylindre sont proportionnelles à une fonction de $J_0(kr)$ et $J_1(kr)$, les fonctions de Bessel d'ordre zéro et premier. Une solution restreinte pour des colonnes cylindriques coaxiales peut être exprimée sous la forme

$$\begin{aligned} v_r &= -k^2 \bar{a} [J_1(kr)/kr] \sin \phi \\ v_\phi &= k^2 \bar{a} \{ [J_1(kr)/kr] - J_0(kr) \} \cos \phi \\ v_z &= k^2 \bar{a} J_0(kr) \cos \phi \\ \bar{v}^2 &= \bar{a}^2 k^4 \{ (J_1/k)^2 - (2J_0 J_1/k) \cos^2 \phi + (J_0^2 + J_1^2) \cos^2 \phi \} \\ \text{où } \bar{a} &= l\phi + k_z z, \end{aligned}$$

et k et l sont des constantes définies par les conditions aux limites du cylindre de plasma, et r est le rayon du cylindre dans le système de coordonnées r, ϕ, z . Nous observons, pour $J_1 = 0$, que

$$\begin{aligned} v^2 &\sim J_0^2 \\ v_\phi &\sim J_0. \end{aligned}$$

La figure 3 montre un graphique où les fonctions de Bessel J_1 et J_0 sont ramenées à l'échelle de la géométrie du système solaire. Cela a pour effet de maximiser les énergies magnétique et cinétique au point d'origine. Les structures décrites dans l'article contiennent des écoulements décrits par la première fonction propre seulement. Les solutions des deuxièmes valeurs propres et suivantes tombent en dehors des limites des structures annulaires dans l'expérience Trisops. Cela demanderait des énergies bien plus importantes pour amener les structures Trisops à des modes propres plus élevés.

Dans la structure cylindrique formée par l'explosion de supernova, la première valeur propre correspond à la structure de l'étoile au centre de l'hypothétique système solaire, la deuxième valeur propre correspond à un anneau de gaz situé juste à l'extérieur de l'étoile. La vitesse azimuthale du gaz dans l'anneau est maximale pour la valeur maximale de $J_0(kr)$ pour la deuxième valeur propre, et celle du gaz dans l'anneau suivant est maximale pour la valeur maximale de $J_0(kr)$ pour la troisième valeur propre, etc. L'écoulement au sein des anneaux est défini par l'équation (4).

l'enroulement de bobines à force réduite et « libres de force ».

Je poursuivais mes études de doctorat à l'Institut de technologie de Stevens dans le New Jersey et, dans le même temps, je travaillais à Princeton. Mon activité à Princeton, durant plusieurs années, a été de collaborer à la conception de bobines magnétiques pour la machine stellarator et d'autres machines à fusion faisant partie du programme de recherches pour mettre au point un réacteur thermonucléaire. Les bobines sont utilisées pour confiner un plasma chaud avec un champ magnétique. Le problème avec les bobines était qu'elles se cassaient juste au moment où le champ magnétique était assez important pour confiner le plasma. C'était comme une voiture de course qui accélère jusqu'à 250 km/h et, soudain, le piston est éjecté.

Nous avons résolu le problème à Princeton en découvrant qu'il était possible d'enrouler une bobine à plusieurs couches, chaque couche de l'enroulement étant disposée de

telle sorte que les forces de Lorentz ($J \times B$) soient nulles dans tout le bobinage – les forces qui résultent de l'interaction avec le champ magnétique (Mills *et al.*, 1961). C'est ce que l'on appelle une configuration libre de force* : elle est libre des forces de Lorentz*. La bobine doit être placée dans un champ magnétique généré par un bobinage *extérieur*. La bobine extérieure récupère alors les forces et soulage la bobine de travail qui subit des gradients de pression intenses générés par l'interaction des courants et des champs à l'intérieur des bobinages. Nous avons conçu les enroulements de façon à ce que l'on puisse réduire ces forces et avoir toujours un champ magnétique utile. Nous avons pu enrouler des bobines à force réduite, déplacer les forces où nous le voulions et faire des bobines libres de force de telle sorte qu'il n'y ait aucune force dans la bobine. Ce sont ces travaux sur les bobines magnétiques libres de force qui m'ont conduit à m'intéresser aux vorticités de plasma libres de force.

Par ailleurs, je travaillais à l'Ins-

titut Stevens sous la direction du Pr. Winston Bostick, pour étudier l'écoulement de plasmas émis par un canon à plasma. Les travaux de Shafranov (Wells et Hawkins, 1986) et d'autres indiquaient la possibilité de générer un anneau de plasma avec des propriétés libres de force. Des anneaux de plasma ont été produits par Lindberg *et al.* (1961), et Wainek (1959) a suggéré la possibilité de produire des plasmioïdes avec des machines à theta-pinch conique. Ralph Wainek a alors construit une paire de canons à plasma à theta-pinch conique (1959) et les a fait tirer l'un contre l'autre. Il relata qu'un certain type de structure s'établissait à partir des strictions [*pinch*] coniques. Bostick me demanda d'étudier la nature de ces structures. Je construisis une bobine conique au laboratoire de physique des plasmas de Princeton et rapportai à Bostick, mon maître de thèse, que les structures étaient des anneaux de vortex de plasma.

Alors que je tentais de comprendre ce phénomène, le Pr. Robert Mills, un collègue du laboratoire de Princeton,

suggéra que je consulte des publications d'astrophysique. J'étais un ingénieur à l'époque et j'avais peu d'intérêt pour l'astrophysique, mais je commençai malgré cela par lire les écrits de Chandrasekhar et Woltjer. Il existe des champs magnétiques dans le plan de la galaxie ainsi que des courants électriques parcourant la galaxie, mais il y a très peu de mouvement de plasma dans le plan galactique.

Pourquoi ? L'explication avancée était qu'il n'y avait pas de forces : les forces qui auraient dû être générées par les champs magnétiques et les courants étaient absentes à cause de l'alignement des champs ; en d'autres termes, le plasma était libre de force, exactement comme les bobines que nous produisions à Princeton. La nature a apparemment conçu le plan de la galaxie avec les champs alignés de telle façon qu'il

n'y ait pas de forces.

Je me suis attelé à la tâche de générer de telles formes stables dans un plasma. Le problème était de trouver une structure stable apparaissant naturellement en utilisant un champ magnétique pour maintenir le plasma en place. Il y a plusieurs manières de réaliser cela en laboratoire. Mon approche fut de faire varier l'énergie libre totale dans le plasma, en utilisant la tendance d'un plasma chaud à former des vortex. J'ai construit un canon à plasma à theta-pinch conique, et j'ai étudié les structures de plasma qui se formaient (Figure 1). Je reconnus que ces structures toroïdales étaient des anneaux de vortex de plasma ayant une géométrie quasiment libre de force. (Wells et Norwood, 1969). Les détails de cette structure ont été étudiés en détail par l'un de mes étudiants, Eugene Nolting (j'étais

devenu le professeur principal et le laboratoire se trouvait à l'université de Miami) (Nolting, Jindra et Wells, 1973).

Le canon à plasma à theta-pinch conique produit véritablement des « ronds de fumée » de plasma. Ces anneaux de vortex gazeux peuvent être assimilés à des tornades, excepté que, dans ce cas, la base de la tornade est jointe au sommet, formant un anneau. Il existe deux sortes d'anneau de plasma – les corotationnels et les contrarotationnels (Figure 2). Un anneau corotationnel peut être réalisé lorsque les champs magnétique et de vitesse d'écoulement sont parallèles, forçant l'anneau à se déplacer lui-même de façon antiparallèle au champ magnétique ambiant. Un anneau contrarotationnel peut aussi être réalisé. Dans ce cas, les champs magnétique et d'écoulement sont antiparallèles, forçant l'anneau à se

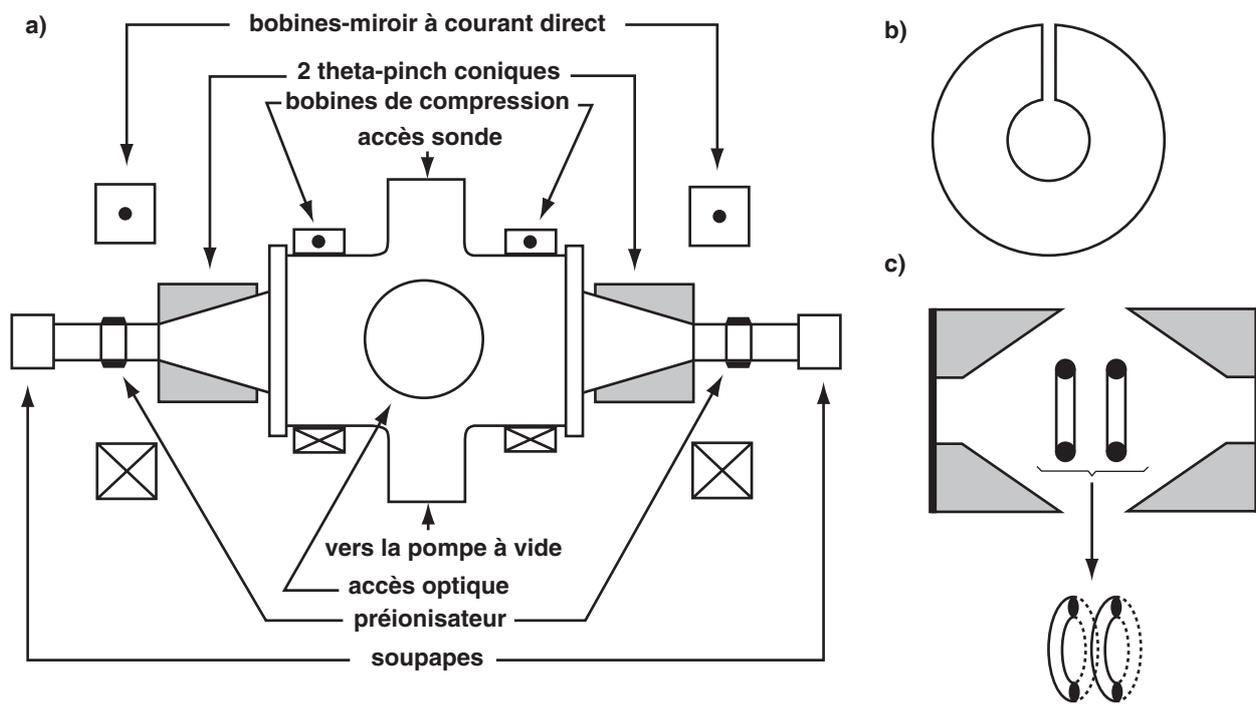


Figure 1. Vue schématique de la machine à fusion Trisops. La machine Trisops (a), conçue par l'auteur, utilise le principe theta-pinch* pour créer des anneaux de plasma stables. Deux anneaux, l'un à chaque bout, sont tirés l'un vers l'autre afin de créer les températures et densités élevées nécessaires pour déclencher la fusion des noyaux. La machine Trisops a atteint 70 000 K avec une densité de plasma de 10^{16} particules par centimètre cube, pour une durée de 100 microsecondes. L'hydrogène, sous forme gazeuse, est soufflé à l'intérieur à travers des soupapes au moment même où un banc de condensateur (non représenté) se décharge dans les deux ouvertures en forme de cône (parties grisées). Les cônes sont découpés dans des blocs de métal et fonctionnent comme des « bobines » à un seul tour qui induisent un courant électrique dans l'anneau de gaz ionisé. La vue de l'extrémité du theta-pinch conique (b) montre la fente qui lui confère cette fonction de « bobine » à un seul tour. En (c), deux anneaux de plasma sont tirés l'un vers l'autre.

déplacer lui-même parallèlement au champ magnétique environnant (Wells, Ziajka et Tunstall, 1986). Maintenant, intéressons-nous au système solaire.

Du laboratoire au système solaire

La loi de Titius-Bode est une simple série de nombres qui donne le rayon moyen des orbites planétaires de notre système solaire. Les nombres donnent un assez bon résultat, à quelques points de pourcentage près. Ils donnent Mercure, Vénus, Mars, les astéroïdes, etc., mais d'où viennent-ils ?

Pour obtenir la relation de Titius-Bode, j'applique la même méthode que celle développée pour étudier la manière de créer des plasmas dans un laboratoire. Dans les deux cas, j'utilise la structure hélicoïdale comme contrainte, et je trouve l'état de plus faible énergie d'une boule de plasma. Là, nous arrivons au cœur du sujet. Nous avons maintenant une méthode à la fois théorique et pratique en laboratoire, pour générer des états stables qui vont rester là, s'échauffer et nous fournir en énergie de fusion. J'ai appelé cela le concept Trisops, reprenant le nom d'un réacteur d'essai que j'avais conçu et construit. Nous allons voir si Dieu utilise une méthode analogue à celle-ci pour concevoir le système solaire.

Jusqu'à il y a un an, je n'avais jamais pensé à appliquer cela au problème de la formation du système solaire. L'idée a été soulevée en 1986, lorsque je présentais mes recherches Trisops lors d'un séminaire de la Fondation pour l'énergie de fusion, et Lyndon LaRouche, l'un des participants, leva la main et me demanda si j'avais déjà essayé d'utiliser mon concept de stabilité et les méthodes de variations pour la conception du système solaire.

Pour commencer notre réflexion sur l'origine du système solaire, nous supposons qu'une perturbation majeure dans le gaz primordial de la galaxie s'est traduite par la mise en rotation d'un volume cylindrique de plasma, qui se déplace à travers le plasma environnant. On suppose également qu'il y a un champ ma-

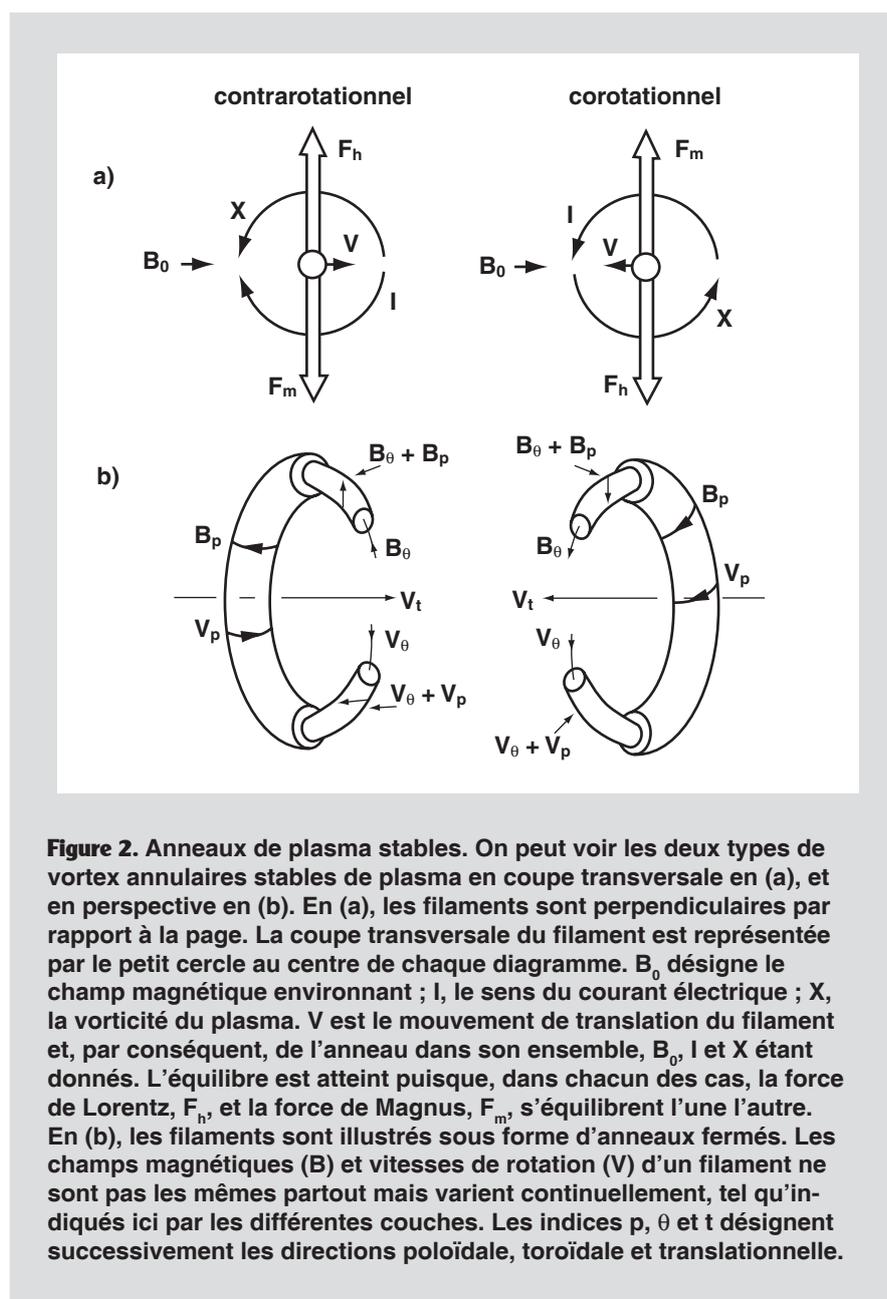


Figure 2. Anneaux de plasma stables. On peut voir les deux types de vortex annulaires stables de plasma en coupe transversale en (a), et en perspective en (b). En (a), les filaments sont perpendiculaires par rapport à la page. La coupe transversale du filament est représentée par le petit cercle au centre de chaque diagramme. B_0 désigne le champ magnétique environnant ; I , le sens du courant électrique ; X , la vorticité du plasma. V est le mouvement de translation du filament et, par conséquent, de l'anneau dans son ensemble, B_0 , I et X étant donnés. L'équilibre est atteint puisque, dans chacun des cas, la force de Lorentz, F_h , et la force de Magnus, F_m , s'équilibrent l'une l'autre. En (b), les filaments sont illustrés sous forme d'anneaux fermés. Les champs magnétiques (B) et vitesses de rotation (V) d'un filament ne sont pas les mêmes partout mais varient continuellement, tel qu'indiqués ici par les différentes couches. Les indices p , θ et t désignent successivement les directions poloïdale, toroïdale et translationnelle.

gnétique – pas forcément important – présent durant la formation de ce plasmotide.

Pendant que cette masse de plasma se propage dans le gaz environnant, elle perd de l'énergie en accélérant le plasma environnant par transfert convectif. Tout comme les anneaux de plasma perdent de l'énergie dans l'expérience Trisops, le cylindre perd de l'énergie et se stabilise à un état d'énergie minimale. La géométrie de cet état sera une structure cylindrique colinéaire* libre de force au lieu d'une structure en anneau colinéaire.

La solution à l'équation libre de force que j'utilise pour rendre compte du comportement du plas-

moïde Trisops, décrit la formation de plasmotides à la façon d'un gâteau roulé dans le plasma chaud, chaque couche du gâteau est un vortex cylindrique de plasma. Ce cylindre se réduit graduellement à cause de la vorticité, à l'image d'un ressort hélicoïdal dans un groom.

L'équation libre de force apparaît comme appartenant à un ensemble de deux équations d'Euler-Lagrange, des équations différentielles partielles qui résultent des calculs de variations (Wells et Norwood, 1969). Ces équations décrivent les champs et l'écoulement de l'état stable.

Les solutions sont de la forme de fonctions de Bessel* d'ordre zéro et de premier ordre. Il s'agit

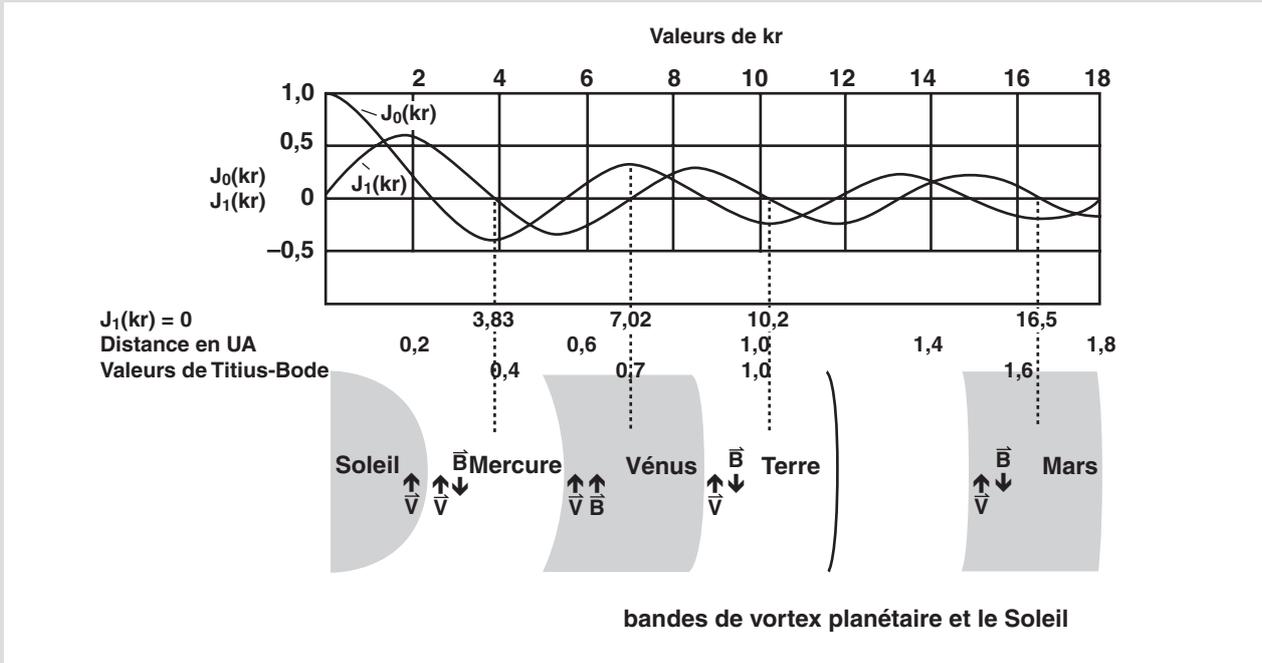


Figure 3. Concordance des fonctions de Bessel avec la loi de Titius-Bode et les distances des planètes mesurées. La représentation des fonctions de Bessel J_1 et J_0 sont ramenées ici à l'échelle de la géométrie du système solaire. Les valeurs montrées ici sont aussi présentées sous forme résumée dans le tableau 1. Dans le modèle de Wells, les bandes de vortex corotationnelles (les planètes) doivent alterner avec des bandes contrarotationnelles. Dans le premier cas, le mouvement orbital (vecteur V) et le champ magnétique (vecteur B) sont alignés ; dans le dernier cas, ils sont opposés. La planète manquante se trouvant juste après la Terre – indiquée par une ligne courbe – aurait dû être contrarotationnelle. Soulignons que le mouvement orbital de toutes les planètes ainsi que le mouvement de rotation du Soleil s'effectuent dans la même direction, ce qui est bien le cas dans la réalité.

Planète	Valeurs de kr pour $J_1(kr) = 0$	Nombres de Bode	Valeurs de kr normalisées pour $J_1(kr) = 0$	Rayons mesurés en UA	Pourcentage d'erreur
Mercure	3,83	0,4	0,38	0,39	2,6
Vénus	7,01	0,7	0,69	0,72	4,2
Terre	10,17	1,0	1,00	1,00	—
Lune	13,32	—	1,30	—	—
Mars	16,47	1,6	1,62	1,52	6,6
Astéroïdes	19,62	2,8	3,08 (moyenne)	3,35 (moyenne)	8,1
	22,76				
	25,90				
	29,04				
	32,18				
	35,33				
	38,47				
	41,62				
	44,76				
	47,90				
Jupiter	51,04	5,2	5,02	5,2	3,5

Tableau 1. Comparaison des nombres de Bode, des rayons orbitaux théoriques et des rayons moyens mesurés. Les valeurs de kr pour lesquelles la fonction de Bessel $J_1(kr)$ est égale à zéro donnent les rapports des rayons des orbites planétaires avec une marge de quelques pour cent. Lorsqu'ils sont multipliés par une constante de proportionnalité, ils donnent les distances réelles. k est une constante des conditions aux limites pour le cylindre de plasma ; r est le rayon du cylindre de plasma.

de fonctions propres de l'équation libre de force. *Si vous calculez les racines normalisées des fonctions de Bessel s'accordent avec les valeurs de Titius-Bode dans une échelle de 2,5 à 8 %*, ce qui est assez bon, considérant qu'il s'agit de valeurs moyennes (**Figure 3** et **Tableau 1**). Les arguments des fonctions de Bessel (fonctions propres) dépendent des valeurs propres* de l'équation libre de force. Les valeurs propres de l'équation libre de force dépendent de l'intensité de l'onde de choc initiale qui crée la structure. Cela fournit le paramètre de striction céleste (Taylor, 1986).

Pour Mercure, par exemple, l'écart est de l'ordre de 2,6 % ; pour Vénus 4,2 %. Pour la Terre, 0 % par définition car l'équation est normalisée pour cela. Maintenant, il y a quelque chose d'intéressant : le nombre suivant de la loi Titius-Bode est 1,6, c'est-à-dire Mars, mais nous avons une valeur propre (racine) avant Mars de 1,332. Il y a une théorie selon laquelle la Lune a été formée par la collision d'une planète avec la Terre, et il s'agirait de l'orbite de cette planète. Pour les valeurs suivantes, la valeur est assez proche de la moyenne du rayon orbital des astéroïdes, et pour Jupiter, l'écart est d'environ 3,5 %.

L'effet « White Owl »

Imaginez une boule de plasma – du gaz ionisé – dans le plan de la galaxie. Il n'y a pas encore de système solaire. Maintenant, imaginez une perturbation importante dans le champ de plasma, peut-être provoquée par une supernova, laquelle crée le même effet électrique que produit le theta-pinch conique dans la machine Trisops. Cela va comprimer le plasma dans la région environnante et l'éjecter de façon turbulente.

C'est de cette manière que j'ai toujours expliqué la formation de plasmatoïdes dans ma machine. Le plasma s'active d'une façon désordonnée dans le gaz avoisinant, perdant de l'énergie jusqu'à ce qu'il atteigne son état de plus faible énergie libre possible. A ce point, il y a une « stabilité ». C'est, selon moi, ce qui arrive au système solaire, excepté qu'au lieu d'une sphère, c'est un cylindre de plasma qui a été

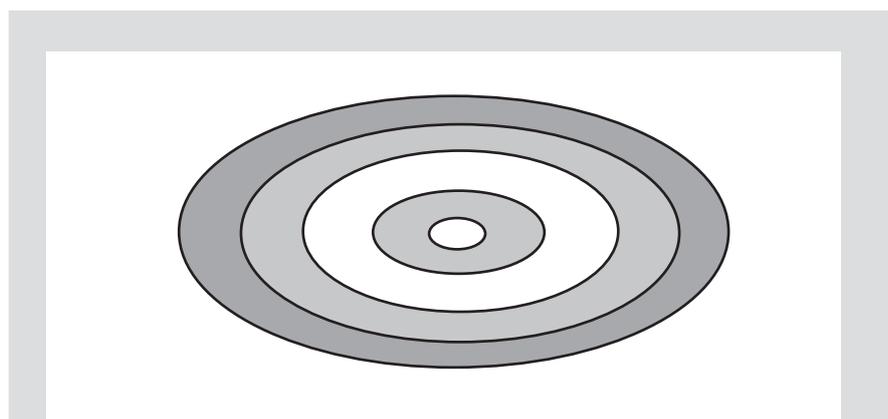


Figure 4. Bandes de vortex planétaires. A ce stade, les cylindres de vortex concentriques se sont effondrés pour former un disque de bandes concentriques. La matière dans chaque bande formera ultérieurement un anneau puis une planète (voir figure 5).

généralisé – plus exactement un ensemble de cylindres concentriques – se raccourcissant jusqu'à ce qu'ils deviennent un ensemble d'anneaux concentriques (**Figure 4**).

A ce stade, nous devons introduire un autre concept intéressant, que je me plais à appeler effet « White Owl ». Un anneau de vortex, dans les bonnes conditions initiales et aux limites, se contractera azimuthalement (selon la circonférence de l'anneau) en une boule à un certain point de la circonférence.

En 1960, le Pr. Bob Mark, un collègue ingénieur à Princeton, a été embauché par la General Cigar Company, fabricant du cigare White Owl, pour concevoir une machine qui réaliserait des anneaux de fumée de 3 mètres. Mark est très doué, et il y parvint. C'était sa machine qui réalisa les magnifiques ronds de fumée de 3 mètres lors de l'Exposition internationale de New York en 1964-1965 (**Figure 5**). Je m'étais intéressé à cela depuis la fin des années 50, et lorsque je me suis rendu à l'Exposition, je suis allé regarder les ronds de fumée. Ce que j'ai vu ce soir-là mène directement à une explication de la loi de Titius-Bode.

Je n'oublierai jamais cette nuit-là. Il faisait un froid de loup, un soir de fin d'automne, et l'air était particulièrement calme. La machine faisait un terrible bang, et le rond de fumée s'élevait illuminé par des projecteurs. C'était très impressionnant. Toute ma famille s'est ensuite rendue au lac pour écouter Guy Lombardo, tandis que je suis resté là pendant

deux heures, contemplant ces objets s'élever.

Pourquoi étais-je à ce point fasciné ? Parce que quelque chose se produisait dont je n'avais pas soupçonné l'existence, comme cela doit être encore le cas pour la plupart des gens aujourd'hui. Ces anneaux montaient à une hauteur d'environ 12 à 15 mètres, puis s'arrêtaient. Vous pourriez penser qu'ils resteraient suspendus pendant un certain temps puis se disperseraient progressivement, mais ce n'était pas le cas. Les anneaux s'élevaient, s'arrêtaient pendant un certain temps et, soudainement, la fumée se déplaçait azimuthalement autour de l'anneau pour produire ce qui ressemblait à un coup de tonnerre. *Soudainement, au lieu d'un anneau, il y avait une boule de fumée.*

Transposons maintenant cela au cas de la formation des planètes : imaginez que ce cylindre – le gâteau roulé de plasma – se forme dans le plan de la galaxie, et est raccourci en un disque. C'est alors que se produit l'effet White Owl. Maintenant, au lieu d'un anneau cylindrique, nous avons une structure en forme de boulet de canon de gaz se déplaçant autour de l'orbite qui était décrite par l'anneau. Elle se déplace avec la même vitesse azimuthale que celle de l'anneau car le moment angulaire est conservé.

Un cylindre de vortex se contractera selon son axe pour former un disque. Dans les deux cas, les lignes de vortex étirées se contracteront pour réduire la structure. Les anneaux dans le disque se contractent

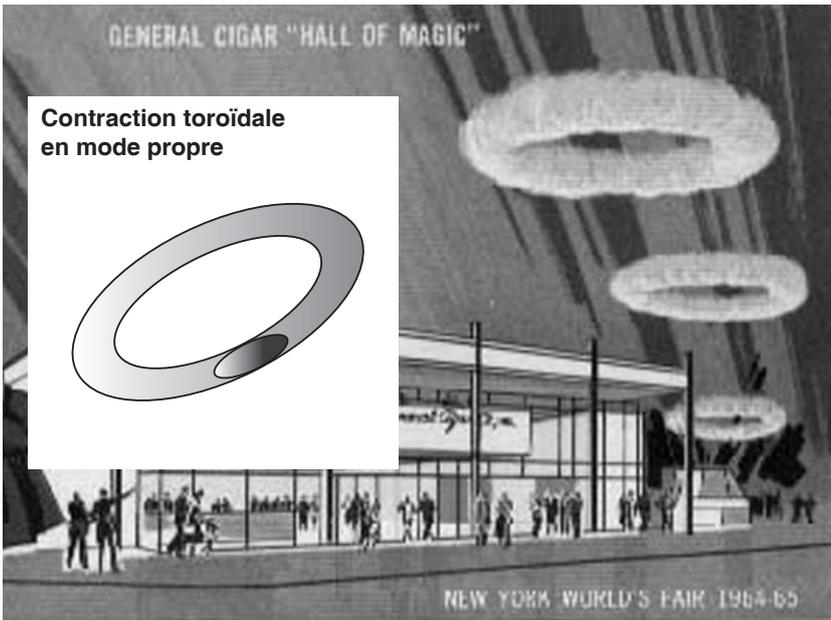


Figure 5. L'effet « White Owl ». Bob Mark a construit une machine capable de produire des ronds de fumée magnifiques de 3 mètres. Cette machine fut présentée au pavillon de la General Cigar Company à l'Exposition internationale de 1965. Au moment où l'auteur observait le comportement des ronds de fumée, il découvrit quelque chose d'étonnant : plutôt que de se disperser normalement, la fumée ou le gaz formant chacun des anneaux stables se condensait soudainement pour produire une boule au sein de l'anneau (voir dessin à gauche).

azimuthalement pour former les masses des planètes. Chaque anneau forme une planète. Certains anneaux, par la suite, se sépareront en de nombreuses masses – les astéroïdes. Une valeur propre est sautée entre la Terre et Mars. L'anneau manquant peut, en partie, donner une explication à la présence de notre Lune.

La structure d'énergie minimum est libre de force et colinéaire. Pour que le modèle soit cohérent par lui-même, il faut qu'il y ait au moins un petit champ magnétique présent dans la nébuleuse gazeuse initiale. Ce champ magnétique est comprimé et intensifié, et joue un rôle crucial dans la structure. Etant donné que les solutions de l'équation libre de force – c'est-à-dire la fonction $J_0(kr)$ – varient entre des valeurs positives

et négatives, les anneaux successifs doivent alterner entre des états corotationnels et contrarotationnels. Puisque les planètes orbitent toutes dans le même sens, cela signifie que les signes de leur champ magnétique doivent alterner. (Ceci est illustré dans la **figure 3**.) Les vitesses correspondantes sont proportionnelles à l'induction magnétique selon l'équation (4). Ainsi, comme nous l'avons déjà mentionné, les rapports des extremums de $J_0(kr)$ devraient fournir les rapports des vitesses moyennes des planètes.

L'étape finale pour vérifier la théorie consistait à regarder si les véritables rapports des vitesses planétaires étaient en accord avec les valeurs prévues par l'équation libre de force, l'équation (3). Je ne pensais pas vraiment que cela correspon-

drait. Lorsque j'ai vérifié celles que je pouvais calculer, les résultats furent très enthousiasmants. Ils étaient vérifiés avec une marge acceptable, de l'ordre de 2,2 %, 1,7 %, et 8,1 % (**Tableau 2**).

La loi d'harmonie de Kepler concernant les périodes orbitale des planètes et leurs distances, s'inscrit ainsi également dans la théorie !

D'autres systèmes solaires

Jupiter, selon certains modèles, est considérée comme une pseudo-étoile qui, au moment de l'effondrement gravitationnel, n'a pas atteint des températures suffi-

Planète	Vitesse mesurée v_0 (km/s)	Extremum $J_0(kr)$	Rapport des vitesses mesurées v_0	Rapport des extremums	Pourcentage d'erreur $J_0(kr)$
Mercure	47,9	0,4027	1,37	1,34	-2,2
Vénus	35,0	0,3000			
Terre	29,9	0,2497	1,24	1,14	-8,1
Mars	24,1	0,2184			

Tableau 2. Comparaison des rapports des vitesses mesurées des planètes avec les rapports des extremums. Les valeurs de kr pour lesquelles la fonction de Bessel $J_0(kr)$ atteint un minimum ou un maximum, donnent les rapports des vitesses réelles des planètes, avec une marge de quelques pour cent. Pour les planètes situées au-delà de Mars, les valeurs de la fonction de Bessel ne sont pas facilement calculables.

samment élevées pour amorcer une réaction thermonucléaire et devenir une véritable étoile. Jupiter et ses satellites intérieurs se sont-ils formés de la même manière que le Soleil et le système solaire ? La comparaison des valeurs propres de l'équation libre de force avec les rayons et vitesses des satellites galiléens (internes) de Jupiter est vérifiée dans une marge de 10 %.

Est-ce que tous les systèmes planétaires autour d'étoiles se forment comme des structures de vortex de plasma ? De récentes observations avec des télescopes infrarouge laissent à penser que plusieurs objets en cours d'observation ont des structures similaires à celle représentée dans la **figure 4**. L'exemple le plus remarquable est MWC 349, un objet qui semble être trop lumineux d'un facteur 10 pour son spectre correspondant.

Celui-ci et d'autres objets similaires se trouvent dans le plan de la galaxie, dans des régions où de nombreuses jeunes étoiles semblent être en formation. La lumière provient en grande partie des disques. Quand on observe sur des périodes de plusieurs mois, on constate que les anneaux dans ces structures ont leur intensité lumineuse qui diminue. Je pense qu'il s'agit en fait des structures décrites ici, dans le processus de formation de planètes à partir des anneaux, par le mécanisme suggéré ci-dessus.

Nous avons obtenu la géométrie des anneaux (planètes) et les rapports de vitesses avec une théorie de champ tridimensionnel, laquelle est indépendante de toute force d'« action à distance », c'est-à-dire indépendante de la gravitation. Nous nous sommes demandés quelles devraient être les distances et les vitesses des planètes pour garantir des orbites stables, c'est-à-dire libres de force, et toutes tournant dans le même sens ? Pour répondre à cette question, nous avons utilisé la théorie du comportement du plasma. Nous avons utilisé les deux équations d'Euler-Lagrange qui décrivent l'état relaxé d'un anneau de plasma – l'équation libre de force et l'équation d'écoulement colinéaire. Les solutions de ces équations sont deux fonctions de Bessel. Nous avons comparé les racines normalisées de la fonction de Bessel pour une valeur propre fixée de l'équation libre de

force $J_1(kr)$ avec les nombres de Bode et les distances réelles des planètes. Nous avons comparé les rapports des extremums de $J_0(kr)$ avec les rapports de vitesses mesurés. Nous avons découvert que les nombres de Bode pour les planètes internes sont les valeurs propres (racines) réelles de l'équation de champ libre de force.

Pour estimer l'échelle des demi-grands axes des planètes et obtenir les vitesses azimuthales absolues, nous devons connaître les conditions initiales dans la nébuleuse avant le début de la détente. Si on les connaissait, on pourrait alors décrire de façon détaillée à la fois de la morphologie et l'échelle du système, sans invoquer la loi gravitationnelle de l'inverse des carrés.

C'était l'objectif de Kepler et pour l'atteindre il a pris l'approche inverse de celle de Newton et Galilée. Il ne concevait pas les forces comme « primordiales », mais c'est plutôt à partir de la géométrie physique des planètes et du Soleil qu'il a fait découler ses lois du mouvement des planètes. ■

Remerciements

Ces travaux ont été soutenus par la Fondation pour l'énergie de fusion, l'université de Miami et la société Trisops.

Références

- H. Alfvén, 1954, *On the Origin of the Solar System*, Oxford University Press.
- H. Alfvén et G. Arrhenius, 1976, *Evolution of the Solar System*, Nasa SP-345.
- O. Bjorgum, 1951, « On Beltrami Vector Fields and Flows – A Comparative Study of Some Basic Types of Vector Fields », Université de Bergen, Norvège, Yearbook, *Naturvitenskapelig Rekke*, 1951, n°1.
- O. Bjorgum et T. Godal, 1952, « On Beltrami Vector Fields and Flows – The Case when W is Constant in Space », Université de Bergen, Norvège, Yearbook, *Naturvitenskapelig Rekke*, 1952, n°13.
- W. H. Bostick et D. R. Wells, 1963, « Azimuthal Magnetic Field in the Conical Theta Pinch », *Physics of Fluids*, 6: 1325.
- A. Busemann, 1962, *Plasma Physics and Magnetohydrodynamics in Space Exploration*, Nasa SP-25.
- S. Chandrasekhar, 1940, « Solar System Formation », *Astrophys. J.*, 92:476.

S. Chandrasekhar, 1956, « On the Stability of the Simplest Solution of the Equations of Hydromagnetics », *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 42:273.

F. S. Henyey, 1983, *Physics of Fluids*, 26:40.

G. P. Kuiper, 1949, « Astrophysical Models », *Astrophys. J.*, 109:308.

H. Lamb, 1943, *Hydrodynamics*, New York : Dover.

C. C. Lin, 1963, « Liquid Helium », *Proc. Int. School of Physics*, Course XXI, New York : Academic Press.

L. Lindberg et C. Jacobsen, 1961, *Astrophys. J.*, 533:1043.

R. Lüst et A. Schlüter, 1954, « Kraftfreie Magnetfelder », *Z. Astrophys.*, 34: 263.

H. K. Moffatt, 1969, « The Degree of Knottedness of Tangled Vortex Lines », *J. Fluid Mech.*, 35:117.

E. Nolting, P. Jindra et D. R. Wells, 1973, « Experimental Study of Force-Free Collinear Plasma Structures », *J. Plasma Phys.*, 9:1.

L. Prandtl, 1961, *Hydrodynamics*, Springer Verlag.

H. Rund, D. R. Wells et C. H. Hawkins, 1978, « Clebsch Representations in the Theory of Minimum Energy Equilibrium Solutions in Magnetohydrodynamics », *J. Plasma Phys.*, 20:329.

R. L. Seliger et G. B. Whitham, 1968, « Variational Principles in Continuum Mechanics », *Proc. Royal Soc., Series A*, Londres, 305:1.

R. N. Sudan, 1979, « Stability of Plasma Configurations with Mass Motions », *Phys. Rev. Lett.*, 42:1277.

J. B. Taylor, 1974, « Relaxation of Toroidal Plasma and Generation of Reverse Magnetic Fields », *Phys. Rev. Lett.*, 33:1139.

J. B. Taylor, 1986, *Rev. Modern Physics* 58(3).

S. K. Trehan, 1959, « On the Stability of Force-Free Magnetic Fields », *Astrophys. J.*, 129:475.

R. W. Wainek, 1959, *Proc. Int. Astronomical Congress*, Londres, 131

C. F. von Weizsäcker, 1944, *Z. Astrophys.*, 22:319.

D. R. Wells, 1985, « The Helicity Connection », *Intl. J. Fusion Energy*, 3(4):17.

D. R. Wells, 1987, « Containment Forces in Stable Plasma Configurations », *J. Plasma Phys.*, 38:263.

D. R. Wells et C. H. Hawkins, 1986, « Containment Forces in Low Energy States of Plasmoids », *J. Plasma Phys.*, soumis.

D. R. Wells et J. Norwood Jr., 1969, « A Variational Approach to the Dynamic Stability of High Density Plasmas in Magnetic Containment Devices », *J. Plasma Phys.*, 3:21.

D. R. Wells, P. E. Ziajka et J. L. Tunstall, 1986, « Hydrodynamic Confinement of Thermonuclear Plasmas », *J. Fusion Technology*, 9:83.

L. Woltjer, 1959, « On Hydromagnetic Equilibrium », *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 44: 833.