LIBERTAS MATEMATICA, Vol. XI, 1991

LE TOURBILLON GRAVIFIQUE ET L'AVANCE DU PÉRIHÉLIE DES PLANÈTES

John Carstoiu

RÉSUMÉ. Cet article présente une théorie nouvelle du mouvement des planètes. On y considère deux champs de gravitation; le champ newtonien et le champ créé par le tourbillon gravifique, le dernier étant conçu par l'auteur. C'est une quantité très petite, qui n'a pas encore été observée, mais dont l'effet se fait ressenti, parait-il, dans la rotation très lente de l'orbite et par suite de son périhélie. L'équation du mouvement est réduite à l'équation newtonienne par une rotation du système de référence liée au tourbillon gravifique. On suit la méthode de Larmor et de Brillouin utilisée dans le mouvement d'un électron dans un champ éléctromagnètique. Le périhélie et l'aphélie décrivent des circles avec leur centre au soleil. Ces circles constituent l'enveloppe de l'orbite qui tourne très lentement entre ceux-ci.

INTRODUCTION

L'avance du périhélie des planètes marque une déviation légère de la loi d'attraction newtonienne. C'est vers 1850 que Le Verrier a montré que le mouvement du périhélie de Mercure présente une avance de 38 seconds d'arc par siècle. Les travaux de Newcomb (vers 1880) confirme l'anomalie constatée par Le Verrier mais l'évaluent à 42"9 d'arc par siècle.

Pour intérpreter cet écart, on a fait intervenir diverses hypothèses qui n'ont pas reussi. Il vient alors, en 1913, la loi de gravitation d'Einstein, la Relativité Générale. Il s'agit d'un espace quadridimensionnel qui présente une courbure. Dans cet espace, la trajectoire d'une planète est une géodésique donnée par l'intervalle élémentaire de Schwarzschild. On y trouve, en effet, l'avance célèbre du périhélie de Mercure voisine de 43" par siècle, mais a quel prix! J'ai été entraîné dans ces problèmes en automne 1968 par le célèbre physicien Léon Brillouin qui avait décidé de réexaminer la Relativité et désirait mon assistance. C'est ainsi que pour expliquer d'une façon simple la propagation des ondes gravifiques avec la vitesse de la lumière c, j'ai été amené à concevoir un second champ de la gravitation - le premier étant le champ newtonien $\underline{G}$ - que j'ai appelé le tourbillon gravifique parce que celui-ci a les dimensions d'un tourbillon. Ces deux champs sont couplés par des équations similaries aux équations de Maxwell. Comme Brillouin m'aviat demandé, j'ai publié deux Notes [1] à ce sujet. Ces notes sont resumées dans son dernier livre [2] pp. 191-193. (Brillouin est mort le 4 Octobre 1969.) En commentant mes recherches il s'exprimait ainsi: "This extension of Carstouiu's theory opens a large field for investigation."

C'est plus tard que je me suis rendu compte que le tourbillon gravifique joue un rôle important dans le mouvement des planètes et complète la loi d'attraction de Newton. J'ai donné une analyse détaillée de cette théorie dans la deuxième partie de mon mémoire [3] "d'Annales de la Fondation Louis de Broglie." Je reviens ici sur le sujet.

1. LES DEUX CHAMPS DE GRAVITATION ET PROPAGATION DES ONDES GRAVIFIQUES

Voici les équations que j'ai formulées pour les deux champs de gravitation $\underline{G}$ et $\underline{\Omega}$:

$$\mathrm{rot}\ \underline{G} = -\frac{\partial \underline{\Omega}}{\partial t}, \qquad \mathrm{rot}\ \underline{\Omega} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial \underline{G}}{\partial t} - \frac{4\pi\gamma}{c^2}\underline{J}_g,$$
$$\mathrm{div}\ \underline{G} = -4\pi\gamma\rho_g, \qquad \mathrm{div}\ \underline{\Omega} = 0. \tag{1}$$

où $\underline{J}_g$ est une densité de courant gravifique, ρ_g est la densité de matière et γ est la constante de Newton. Pour $\rho_g = \underline{J}_g = 0$, ces équations montrent que les deux champs $\underline{G}$ et $\underline{\Omega}$ se propagent dans toutes les directions avec la vitesse c. Brillouin disait [2]: "After writing the papers discussed here, Carstoiu discovered a very extraordinary note of Heaviside where he suggests for gravitation a set of equations very similar to Maxwell's electromagnetic equations and Carstoiu's formulas. Heaviside shows that these equations require the introduction of a second field, analogous to the magnetic force; this is Carstoiu's vortex $\underline{\Omega}$."

Les équations (1) sont invariantes dans la transformation de Lorentz. Elles sont aussi invariantes dans une rotation autour de l'axe des z, pourve que

$$\begin{aligned}
&\left(y\frac{\partial}{\partial x} - x\frac{\partial}{\partial y}\right)G_x = G_y, \\
&\left(y\frac{\partial}{\partial x} - x\frac{\partial}{\partial y}\right)G_y = G_x, \\
&\left(y\frac{\partial}{\partial x} - x\frac{\partial}{\partial y}\right)G_z = 0.
\end{aligned} \tag{2}$$

et des équations similaires pour $\underline{\Omega}$. Si $\underline{G} = \mathrm{grad}\varphi$, les équations (2) donnent

$$\left(y\frac{\partial}{\partial x} - x\frac{\partial}{\partial y}\right)\varphi_g = f(t). \tag{3}$$

Le potentiel newtonien $\varphi_g = \gamma M/r$ vérifie l'équation (3) en prenant $f(t) = 0$. Le champ de Newton $\underline{G} = -(\gamma M/r^3)\underline{r}$ vérifie également les équations (2). Il y a lieu de remarquer que si $\underline{\Omega}$ est perpendiculaire à $\underline{r}$ et dépend du temps t, il y a un champ de "gravitation induite" produit par la variation de $\underline{\Omega}$ par rapport au temps et qui est: $(1/2)\underline{r} \times \partial\underline{\Omega}/\partial t$. Ce dernier doit être considéré dans l'équation du mouvement. Les composantes de celui-ci vérifient aussi les équations (2).

2. MOUVEMENT DE PLANÈTES DANS LES DEUX CHAMPS DE GRAVITATION

L'équation du mouvement est

$$\ddot{\underline{r}} = -\frac{\gamma M}{r^3}\underline{r} + \dot{\underline{r}} \times \underline{\Omega} + \frac{1}{2}\,\underline{r} \times \frac{\partial \underline{\Omega}}{\partial t}, \tag{4}$$

où M est la masse du soleil. Il vient aussitôt

$$\frac{d}{dt}(\underline{r} \times \dot{\underline{r}} + \tfrac{1}{2}r^2\underline{\Omega}) = 0, \tag{5}$$

donc

$$\underline{r} \times \dot{\underline{r}} + \tfrac{1}{2}r^2\underline{\Omega} = \text{const.} = \underline{L}\,. \tag{6}$$

La trajectoire décrite par l'équation (4) est dans le plan $\underline{L} \cdot \underline{r} = 0$, à cause de la condition $\underline{\Omega} \cdot \underline{r} = 0$. Dans ce plan $(z = 0)$, et en coordonnées polaries (r, θ) l'équation (6) donne

$$r^2(\dot{\theta} + \tfrac{1}{2}\Omega) = L, \tag{7}$$

qui généralise le théorème des aires (la deuxième loi de Kepler).

En suivant Larmor et Brillouin [4], recherchons l'effet d'une rotation du système de référence autour de l'axe des z. On aura

$$\begin{aligned} x &= x'\cos\alpha - y'\sin\alpha, \\ y &= x'\sin\alpha + y'\cos\alpha. \end{aligned} \tag{8}$$

En prenant

$$\dot{\alpha} = -\frac{\Omega}{2}. \tag{9}$$

et en négligeant les termes en Ω^2 (Ω étant supposé très petit), l'équation (4) devient

$$\ddot{\underline{r}}\,' = -\frac{\gamma M}{r^3}\underline{r}\,'. \tag{10}$$

qui est l'équation newtonienne des orbites planétaires dans le système de référence en rotation. On aura

$$\begin{aligned} r'^2\dot{\theta}' &= L', \\ \dot{\underline{r}}\,' \times \underline{L}\,' &= \frac{\gamma M}{r'}\underline{r}\,' + \underline{d}\,', \end{aligned} \tag{11}$$

où $\underline{L}\,'$ et $\underline{d}\,'$ sont des constantes d'intégration. En multipliant scalairement les termes de la dernière équation par $\underline{r}\,'$, il vient

$$L'^2 - \gamma M r' = \underline{d}\,' \cdot \underline{r}\,' = d' r' \cos\theta', \tag{12}$$

en supposant l'axe des x' dans la direction du vecteur $\underline{d}\,'$. Ainsi, on obtient l'ellipse

$$r' = \frac{L'^2/(\gamma M)}{1+e'\cos\theta'} = \frac{a'(1-e'^2)}{1+e'\cos\theta'} , \tag{13}$$

où $e' = d'/(\gamma M)$ est l'excentricité, a' est 1/2 grand axe de l'orbite et $\theta' = \theta - \alpha$.

On montre facilement que l'on a: $L' = L$, $d' = d$, et par suite; $e' = e$, $a' = a$. L'ellipse (13) dans le plan (r',θ') devient donc dans le plan fixe (r,θ):

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e\cos(\theta + \frac{1}{2}\int_0^t \Omega dt)} , \tag{14}$$

qui pour $\Omega = \text{const.}$, se réduit a

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e\cos(\theta+\frac{1}{2}\Omega t)} , \tag{15}$$

3. MOUVEMENT DES PÉRIHÉLIE ET APHÉLIE D'UNE PLANÈTE

Le périhèlie et l'aphélie de'orbite (13) dans le plan (x', y') en rotation ont les coordonnées

$$\begin{aligned} x'_{per} &= a(1-e), \qquad & y'_{per} &= 0, \\ x'_{aph} &= -a(1+e), \qquad & y'_{aph} &= 0. \end{aligned} \tag{16}$$

Dans le plan fixe (x,y) les formules (8) donnent

$$\begin{aligned} x_{per} &= a(1-e)\cos(\tfrac{1}{2}\Omega t), \qquad & y_{per} &= -a(1-e)\sin(\tfrac{1}{2}\Omega t), \\ x_{aph} &= -a(1+e)\cos(\tfrac{1}{2}\Omega t), \qquad & y_{aph} &= a(1+e)\sin(\tfrac{1}{2}\Omega t), \end{aligned} \tag{17}$$

L'avance du périhelie réclame $\Omega < 0$. Le périhélie va retourner dans sa position initiale au temps $T = 4\pi/\Omega$. La planète, elle-même, va se retrouver alors dans sa position initiale. Clairement, le périhélie et l'aphélie décrivent des circles concentriques avec le centre au soleil et des rayons $a(1-e)$ et $a(1+e)$. Comme je l'ai montré [3], ces circles constituent l'enveloppe de l'orbite qui tourne très lentement entre ceux-ci.

CONCLUSIONS

La théorie ci-dessus, qui est entierèment nouvelle, demande des vérifications expérimentales. Je laisse cette tâche ardue aux astronomes et physiciens spécialisés. Comme disait Brillouin [2] en concluant son dernier livre: "In scientific research, there is no substitute for observation."

REFERENCES

[1] Carstoiu, J. (1969), Comptes Rendus, 268, 201, 263.

[2] Brillouin, L. (1970), Relativity Reexamined, Academic Press, New York.

[3] Carstoiu, J. (1986), Ann. Fond. Louis de Broglie, 11, 125, 221.

[4] Brillouin, L. (1931), L'Atome de Bohr, Les Presses Universitaires de France, Paris, p. 124-130.*

*Utile de lire aussi, p. 113-118, son exposé du mouvement d'un électron autour d'un centre d'attraction en relativité restrainte. La trajectoire est une ellipse avec la rotation des axes. C'est donc un schème pareil à celui que nous avons discuté dans le texte sous des conditions bien différentes!