



HAL
open science

Une introduction aux variations quantifiées du temps absolu en présence d'un champ gravitationnel dans un espace quadridimensionnel platonicien

Alain Jégat

► **To cite this version:**

Alain Jégat. Une introduction aux variations quantifiées du temps absolu en présence d'un champ gravitationnel dans un espace quadridimensionnel platonicien. 2018. hal-01949616

HAL Id: hal-01949616

<https://hal.science/hal-01949616v1>

Preprint submitted on 10 Dec 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

*UNE INTRODUCTION AUX VARIATIONS QUANTIFIÉES DU TEMPS ABSOLU
EN PRÉSENCE D'UN CHAMP GRAVITATIONNEL
DANS UN ESPACE QUADRIDIMENSIONNEL PLATONICIEN*

Alain Jégat

Résumé

Suite à un examen comparatif des résultats exposés dans les articles hal-01577669 et hal-01739986 proposant une quantification des orbites képlériennes, il apparaît que la **vitesse platonicienne des objets se déplaçant dans un champ de gravitation** n'est pas uniforme, mais **est soumise à des variations**.

Ces variations sont liées aux **ondes de phase de De Broglie** générées par les corps massifs en interaction. Les conséquences de ces **variations quantifiées** sont nombreuses.

Dans le cadre platonicien de cette modélisation, on retrouvera par exemple dans cet article, conformément aux résultats proposés par la théorie de la relativité générale (et vérifiés expérimentalement), les variations de la mesure du temps dans un satellite en orbite autour de la Terre, le redshift gravitationnel et l'avance du périhélie des planètes.

*AN INTRODUCTION TO QUANTIFIED VARIATIONS OF ABSOLUTE TIME
IN THE PRESENCE OF A GRAVITATIONAL FIELD
IN A PLATONICIAN QUADRIDIMENSIONAL SPACE*

Abstract

Following a comparative examination of the results presented in articles hal-01584918 and hal-01756323 proposing a quantification of Keplerian orbits, it appears **that the Platonic velocity of objects moving in a gravitational field** is not uniform, but **is subject to variations**.

These variations are related to the **De Broglie waves** generated by the massive bodies in interaction. The consequences of these **quantified variations** are numerous.

Within the Platonic framework of this modeling we can thus find, by way of illustration and according to the results proposed by the theory of general relativity (and verified experimentally), the variations of the measurement of time in a satellite in orbit around the Earth, the gravitational redshift and the advance of the perihelion of the planets.

Liminaire

Un des postulats du modèle platonicien est que les objets se déplacent de façon uniforme, c'est-à-dire qu'entre deux observations, quelle que soit leur trajectoire, ils parcourent tous la même distance (cf. article hal-01081576).

De ce postulat découle la **notion de temps absolu** introduite dans l'article hal-01374546:

“le temps absolu ΔT entre deux événements est la distance parcourue par (tous) les mobiles entre ces deux événements”.

Il est à noter que ce temps absolu se mesure en mètres.

Ces définitions entraînent ainsi que le module de la vitesse d'un mobile quelconque dans l'espace platonicien est égal à 1; cette vitesse, dite “platonicienne”, étant sans unité (cf. articles cités en référence au paragraphe 1 ci-après).

Toutefois, suite à un examen comparatif des résultats exposés dans les articles hal-01577669 et hal-01739986, il apparaît en fait que **le module de la vitesse platonicienne d'un mobile est soumis à des variations en présence d'un champ gravitationnel**.

Ces variations, liées à la fréquence absolue de l'onde de phase générée par le corps à l'origine du champ de gravitation, conduisent à la relation:

$$v_2 = 1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01} \sin \beta_1}$$

dans laquelle (cf. schémas au paragraphe 2):

v_2 désigne le module de la vitesse platonicienne du mobile ponctuel C_2 observé dans le champ gravitationnel généré par le corps massif ponctuel C_1 ;

$\Delta w_{01} = \frac{h}{m_{01}c}$ est la distance de stratification de la suite d'hyperplans de l'espace platonicien générant l'onde de phase du corps massif C_1 ;

β_1 est une mesure de l'angle formé par la vitesse platonicienne \vec{v}_1 de ce corps avec ces hyperplans;

ρ est la distance projetée $C_1'C_2'$.

Les raisonnements conduisant à cette relation sont exposés au paragraphe 3.

Les conséquences de ces variations sont nombreuses et conduisent rapidement à des résultats obtenus dans le cadre de la théorie de la relativité générale, ainsi que nous allons le voir dans cet article introductif.

1. Le cadre géométrique

Cette modélisation a pour cadre l'espace platonicien proposé dans les articles intitulés :

« UN MODÈLE PLATONICIEN (EUCLIDIEN-PROJECTIF) POUR LA THÉORIE DE LA RELATIVITÉ RESTREINTE » (pré-publication hal-01081576, version 1).

« A PLATONIC (EUCLIDEAN-PROJECTIVE) MODEL FOR THE SPECIAL THEORY OF RELATIVITY » (pré-publication hal-01165196, version 1).

L'espace quadridimensionnel euclidien est rapporté à un repère orthonormé $(O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k}, \vec{h})$, dont les axes sont notés (OX) , (OY) , (OZ) , (OW) ; la direction de la projection est celle du vecteur \vec{h} .

Suite aux articles hal-01205805, v1 et hal-01213062, v1, la notion relativiste de la masse d'une particule est décrite ici comme une conséquence de son interaction avec une stratification de l'espace quadridimensionnel platonicien par une suite d'hyperplans $H^{(n)}$ orthogonaux à la direction de la projection \vec{h} , régulièrement espacés d'une distance $\Delta w_0 > 0$.

Cette distance Δw_0 est égale à la **longueur d'onde de Compton** de la particule considérée (par exemple, pour un électron, $\Delta w_e = \frac{h}{m_e c} \approx 2,426.10^{-12}$ m, où m_e désigne la masse au repos de l'électron).

Ces concepts sont détaillés dans les articles Hal ci-dessous :

hal-01081576, v1 : Un modèle platonicien (euclidien-projectif) pour la théorie de la relativité restreinte.

hal-01205805, v1 : Vers une modélisation de l'onde de phase de De Broglie dans un espace quadridimensionnel platonicien.

hal-01213062, v1 : Une idée de la masse d'une particule dans un espace quadridimensionnel platonicien.

hal-01247382, v1 : Une modélisation de l'interféromètre de Michelson - Morley dans un espace quadridimensionnel platonicien.

hal-01333681, v1 : Chocs élastiques frontaux dans un espace quadridimensionnel platonicien.

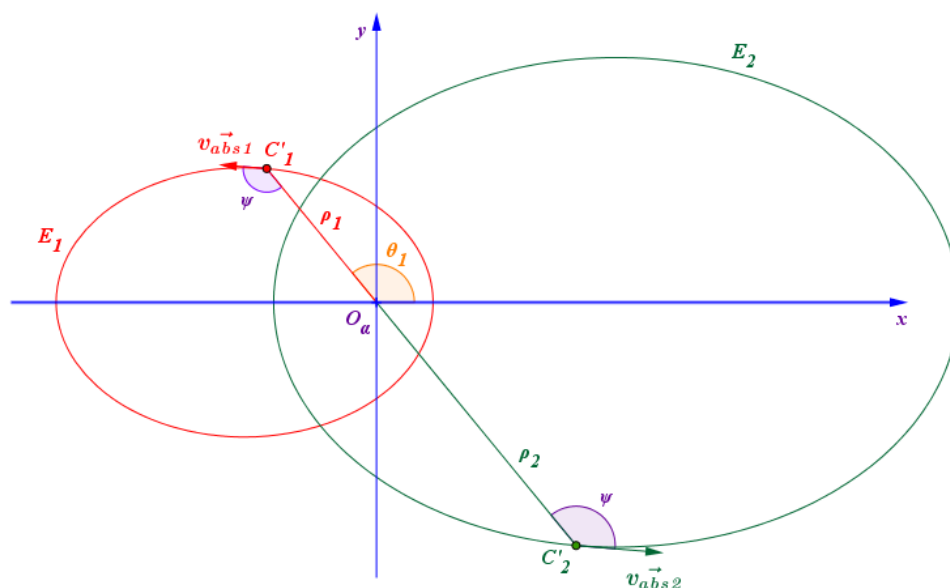
hal-01374546, v1 : Sur la mesure du temps dans un espace quadridimensionnel platonicien.

hal-01577669, v1 : Une approche quantifiée des lois de la gravitation dans un espace quadridimensionnel platonicien.

hal-01739986, v1 : Onde de phase de De Broglie et quantification des orbites képlériennes dans un espace quadridimensionnel platonicien.

2. Schémas illustrant cette étude

2.1. Trajectoires observées dans le référentiel R_α



Les observateurs d'un référentiel R_α étudient le mouvement de deux corps C'_1 et C'_2 en interaction gravitationnelle.

Ces deux objets sont en fait les projections de deux corps C_1 et C_2 en mouvement dans l'espace platonicien (cf. aussi le schéma suivant).

Désignons par β_1 et β_2 les mesures des angles formés par les vitesses \vec{v}_1 et \vec{v}_2 de ces deux corps avec les hyperplans d'équations respectives $W = W(C_1)$ et $W = W(C_2)$; par ε_1 et ε_2 les mesures des angles formés par le vecteur \vec{i} et les vitesses absolues \vec{v}_{abs1} et \vec{v}_{abs2} des deux corps observés C'_1 et C'_2 : $\varepsilon_1 = (\vec{i}, \vec{v}_{abs1})$ et $\varepsilon_2 = (\vec{i}, \vec{v}_{abs2})$.

Les trajectoires elliptiques de C'_1 et C'_2 ici observées dans le référentiel R_α sont les projections des trajectoires des corps C_1 et C_2 dans l'espace platonicien.

Pour simplifier les calculs, le référentiel d'observation choisi est $R_{\pi/2}$, les orbites de C'_1 et C'_2 dans ce référentiel sont dans un plan d'équation $z = z_0$, les axes de $R_{\pi/2}$ sont positionnés de façon à avoir leur origine $O_{\pi/2}$ sur l'axe (OW) et leurs vecteurs directeurs $\vec{i}_{\pi/2}$, $\vec{j}_{\pi/2}$, $\vec{k}_{\pi/2}$ coïncident avec les vecteurs directeurs \vec{i} , \vec{j} , \vec{k} des axes (OX) , (OY) , (OZ) .

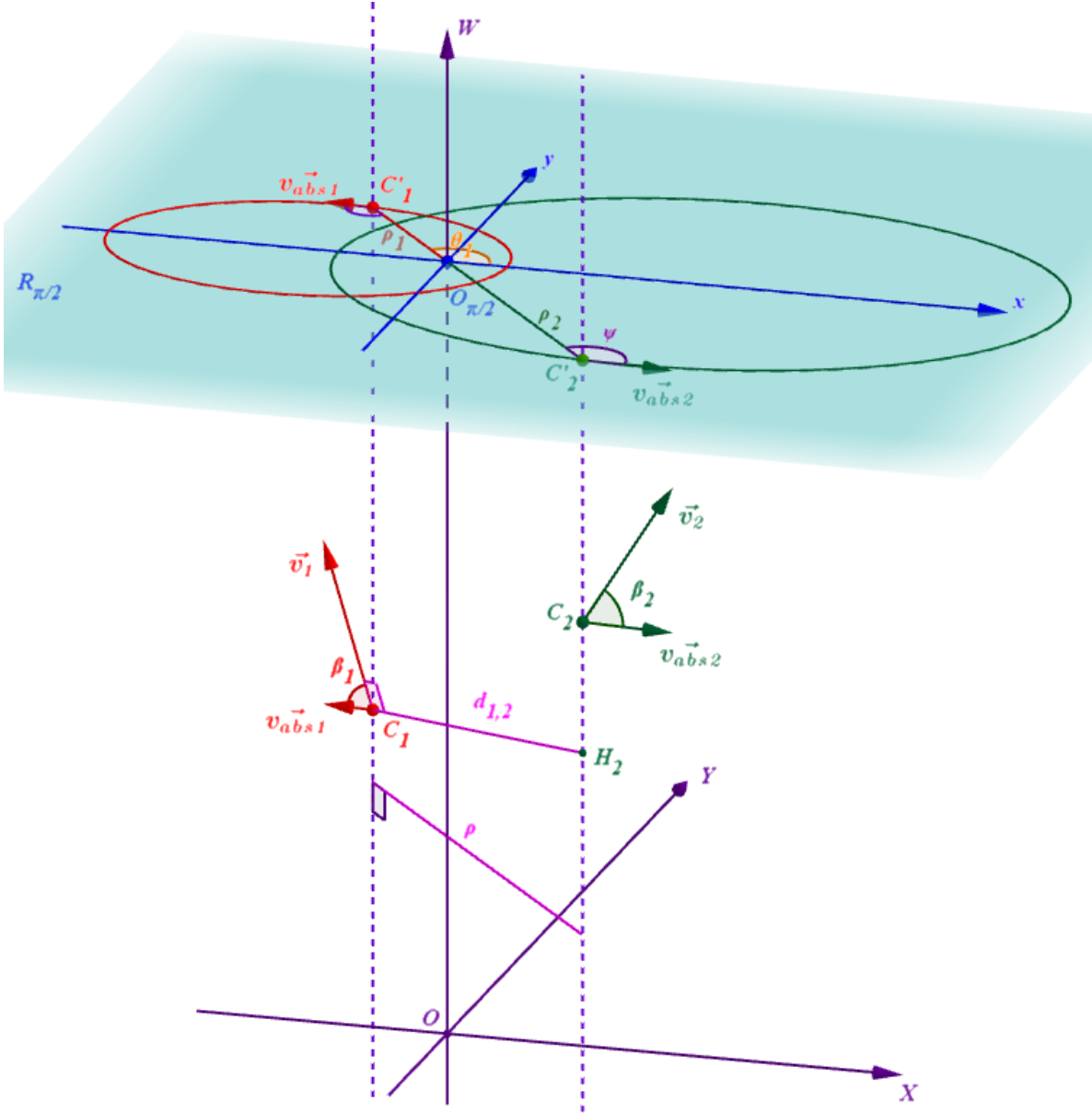
Les orbites choisies de C'_1 et C'_2 dans ce référentiel sont des ellipses (les vitesses absolues considérées étant faibles par rapport à la vitesse de la lumière).

Les axes $(O_{\pi/2}z)$ et (OZ) ne sont pas représentés.

2.2. Trajectoires correspondantes dans l'espace platonicien

Les notations utilisées sur ce schéma illustrent les quantités évoquées dans cet article.

Elles ont déjà été adoptées et commentées dans les articles cités en référence au paragraphe 1.



3. Variation quantifiée du temps absolu pour un mobile situé dans un champ gravitationnel

Dans l'article hal-01577669, l'énergie absolue du système en interaction gravitationnelle conduit à la formule [1] suivante (page 8) :

$$\frac{d\rho}{dT} = \left[\frac{\cos \beta_1 \sin \beta_2 \left(\sin \beta_2 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{02}} \right)}{\sin^2 \beta_2 + \cos^2 \beta_2 \cos^2 \psi} + \frac{\cos \beta_2 \sin \beta_1 \left(\sin \beta_1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01}} \right)}{\sin^2 \beta_1 + \cos^2 \beta_1 \cos^2 \psi} \right] (1 + \cos \beta_1 \cos \beta_2) \cos \psi$$

alors que l'article hal-01739986 offre des résultats très similaires à partir de la relation [2] suivante (obtenue à partir de considérations purement géométriques) :

$$\frac{d\rho}{dT} = (\cos \beta_1 + \cos \beta_2) \cos \psi .$$

Examinons comparativement ces deux relations dans un cas particulier :

supposons que la masse au repos m_{02} du corps C_2 est faible devant la masse au repos m_{01} du corps C_1 .

L'angle directeur β_1 correspondant à la trajectoire platonicienne de C_1 est alors peu perturbé et peut être choisi proche de l'angle $\frac{\pi}{2}$ du référentiel d'observation (cf. le paragraphe 2, où C_1 serait alors considéré comme étant à peu près immobile dans $R_{\pi/2}$).

Nous avons ainsi, dans ce cas particulier, $\cos \beta_1 \approx 0$.

Les relations [1] et [2] conduisent alors à:

$$[1]^{bis} : \quad d\rho = \frac{\cos \beta_2 \sin \beta_1 \left(\sin \beta_1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01}} \right)}{\sin^2 \beta_1} \cos \psi dT$$

$$\text{i.e.} \quad d\rho = \cos \beta_2 \cos \psi \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01} \sin \beta_1} \right) dT ;$$

$$\text{et } [2]^{bis} : \quad d\rho = \cos \beta_2 \cos \psi dT .$$

*La comparaison de ces deux expressions et les résultats qui découlent de la théorie de la relativité générale orientent la pensée vers une **variation de l'écoulement du temps absolu pour le corps C_2 , causée par le corps massif C_1** ; à savoir :*

$$dT_2 = \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01} \sin \beta_1} \right) dT ,$$

où dT_2 mesure le temps absolu parcouru par le corps lorsque dT mesure le temps absolu parcouru par tout autre corps non soumis à un champ gravitationnel.

Une interprétation de ce résultat (étayée au paragraphe 5) pourrait être la suivante :

dans le champ gravitationnel généré par le corps C_1 , la **distance parcourue** par un mobile ponctuel C_2 quelconque **est diminuée de la quantité** $\frac{Gh}{c^3 \rho}$ à chaque **perception d'une occurrence de l'onde de phase** générée par C_1 .

Selon l'article hal-01333681, la fréquence absolue de l'onde de phase générée par C_1 est :

$$v_{abs1} = \frac{1}{\Delta w_{01} \sin \beta_1} \cdot (*)$$

Ainsi, pour un intervalle de temps absolu dT mesuré hors de toute influence gravitationnelle, le corps C_2 aura parcouru **une distance diminuée** de $v_{abs1} \frac{Gh}{c^3 \rho} dT$,

ce qui conduit à la relation : $dT_2 = \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01} \sin \beta_1} \right) dT$ évoquée précédemment.

Cette interprétation correspond à une **variation quantifiée du temps absolu** parcouru par le corps C_2 **en présence du champ de gravitation** engendré par le corps C_1 .

Ce résultat a de multiples conséquences dont quelques-unes sont développées au paragraphe 5 ; notamment une **variation quantifiée du temps mesuré par nos horloges** dans un champ gravitationnel.

(*) Voir aussi la formule [5] du paragraphe 6, avec $\cos \beta_1 \approx 0$ et $\frac{Gh}{c^3 \rho} \frac{1}{\Delta w_{0j} \sin \beta_j} \approx 0$.

4. Modulation de la vitesse platonicienne dans un champ gravitationnel

Dans l'article hal-01577669 ont été soulignées les propriétés suivantes à propos du concept de **vitesse** d'un mobile ponctuel M dans l'espace platonicien (vitesse dite « **platonicienne** »): compte-tenu de la définition du temps absolu T (en m), la **norme de la vitesse** de tous les

mobiles **est égale à 1** et le **vecteur vitesse** $\vec{v} = \frac{\overrightarrow{dM}}{dT}$ d'un mobile M quelconque est de la forme :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} \cos \beta \cos \gamma \cos \varphi \\ \cos \beta \cos \gamma \sin \varphi \\ \cos \beta \sin \gamma \\ \sin \beta \end{pmatrix}, \text{ avec } \varphi \text{ quelconque,}$$

$$\gamma \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right] \text{ et } \beta \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right].$$

Sa **vitesse absolue** est donnée par:

$$\vec{v}_{abs} = \begin{pmatrix} \cos \beta \cos \gamma \cos \varphi \\ \cos \beta \cos \gamma \sin \varphi \\ \cos \beta \sin \gamma \\ 0 \end{pmatrix},$$

de **norme égale à $\cos \beta$** .

Pour le vecteur \vec{v}_2 de cette étude, on a en particulier $\gamma = 0$ et $\varphi = \theta + \pi - \psi$.

Compte-tenu des hypothèses considérées au paragraphe 3, ces résultats méritent maintenant d'être affinés.

Ainsi, la **vitesse platonicienne d'un corps C_2 dans un champ gravitationnel** devient :

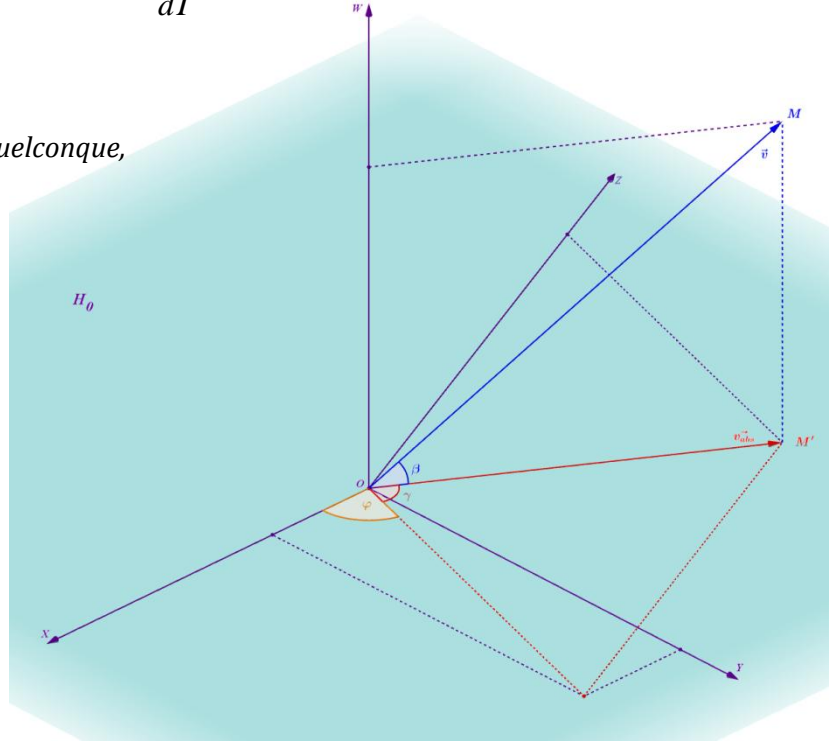
$$\vec{v}_2 = \frac{\overrightarrow{dC_2}}{dT} = \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01} \sin \beta_1}\right) \begin{pmatrix} \cos \beta_2 \cos \gamma \cos \varphi \\ \cos \beta_2 \cos \gamma \sin \varphi \\ \cos \beta_2 \sin \gamma \\ \sin \beta_2 \end{pmatrix}.$$

Sa **norme platonicienne** étant égale à: $\|\vec{v}_2\| = 1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01} \sin \beta_1}$.

Sa **vitesse absolue** devient: $\vec{v}_{abs2} = \frac{\overrightarrow{dC_2}}{dT} = \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01} \sin \beta_1}\right) \begin{pmatrix} \cos \beta_2 \cos \gamma \cos \varphi \\ \cos \beta_2 \cos \gamma \sin \varphi \\ \cos \beta_2 \sin \gamma \\ 0 \end{pmatrix};$

dont la norme est:

$$v_{abs2} = \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01} \sin \beta_1}\right) \cos \beta_2. \quad [3]$$



5. Premières conséquences

5.1. Variation quantifiée du temps et avance temporelle mesurée par un satellite

Reprenons l'interprétation proposée au paragraphe 3 :

« dans le champ gravitationnel généré par le corps C_1 , la **distance platonicienne** **parcourue** par un mobile ponctuel C_2 quelconque **est diminuée de la quantité** $\frac{Gh}{c^3 \rho}$ **à chaque perception d'une occurrence de l'onde de phase** générée par C_1 . »

Cette interprétation se traduit par **une variation quantifiée du temps mesuré par les horloges du référentiel lié à C_2 en présence du champ de gravitation généré par C_1 .**

En effet, la relation (cf. l'article hal-01374546) : $c\Delta t_2 = \Delta T_2 \sin \beta_2$

entraîne, à chaque **perception d'une occurrence de l'onde de phase**, en considérant le décalage absolu $\Delta T_2 = \frac{Gh}{c^3 \rho}$, **le retard temporel** suivant (**indépendant de la masse de**

l'objet C_1):

$$\delta t_2 = \frac{Gh}{c^4 \rho} \sin \beta_2.$$

Un ordre de grandeur de ce retard, pour une distance $\rho = 1 \text{ m}$ et $\beta_2 \approx \frac{\pi}{2}$, est :

$$\delta t_2 \approx 5,48 \cdot 10^{-78} \text{ s}$$

(cf. le paragraphe 5.5 pour quelques remarques relatives aux unités de Planck).

Ce résultat conduit, par exemple, **à l'avance mesurée par une horloge située dans un satellite en orbite** autour de la Terre.

En effet, la masse au repos m_{02} du corps C_2 étant faible devant la masse au repos m_{01} du corps C_1 , les angles directeurs β_1 et β_2 correspondant aux trajectoires platoniciennes de ces deux corps sont peu perturbés et peuvent être choisis proches de l'angle $\frac{\pi}{2}$ du référentiel d'observation (cf. le paragraphe 2, où C_1 et C_2 sont alors considérés comme étant à peu près immobiles dans $R_{\pi/2}$).

Dans ce cas, avec $\sin \beta_1 = \sin \beta_2 \approx 1$ et $v_{abs1} = \frac{1}{\Delta w_{01} \sin \beta_1}$, nous avons ainsi, pour une

durée Δt qui serait mesurée au centre de la Terre (et en considérant la masse de la Terre appliquée en son centre – cf. remarque ② ci-après –) :

$$\delta t_i = v_{abs1} \frac{Gh}{c^4 \rho_i} c\Delta t = \frac{1}{\Delta w_{01}} \frac{Gh}{c^3 \rho_i} \Delta t, \text{ pour } i \in \{1; 2\};$$

qui devient, avec $m_{abs1} = \frac{h}{c\Delta w_{01}}$: $\delta t_i = \frac{Gm_{abs1}}{c^2\rho_i} \Delta t$.

Désignons par ρ_1 le rayon de la Terre (considérée à peu près sphérique).

Pour un satellite qui serait en orbite à une altitude ρ , l'avance mesurée δt (ici, le satellite étant plus éloigné de la surface de la Terre que l'horloge terrestre, nous avons $(\rho_2 = \rho_1 + \rho) > \rho_1$ et donc $\delta t_2 < \delta t_1$) est ainsi de :

$$\delta t = \delta t_2 - \delta t_1 = \frac{Gm_{abs1}}{c^2\rho_2} \Delta t - \frac{Gm_{abs1}}{c^2\rho_1} \Delta t = \frac{Gm_{abs1}}{c^2} \Delta t \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right).$$

Avec :
$$\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} = \frac{1}{\rho_1 + \rho} - \frac{1}{\rho_1} = -\frac{\rho}{(\rho_1)^2 \left(1 + \frac{\rho}{\rho_1} \right)},$$

nous obtenons :
$$\delta t = -\frac{Gm_{abs1}}{c^2} \frac{\rho}{(\rho_1)^2 \left(1 + \frac{\rho}{\rho_1} \right)} \Delta t, \quad [4]$$

et finalement, avec $g = \frac{Gm_{abs1}}{(\rho_1)^2}$, la relation bien connue :
$$\delta t = -\frac{g\rho}{c^2 \left(1 + \frac{\rho}{\rho_1} \right)} \Delta t ; \quad [4]^{bis}$$

qui devient, pour $\rho \ll \rho_1$:
$$\delta t \approx -\frac{g\rho}{c^2} \Delta t. \quad [4]^{ter}$$

Remarques :

① plus rigoureusement, nos horloges se situant plutôt à la surface de la Terre qu'en son centre, cette avance devrait être mesurée en se référant à la durée Δt_1 .

Avec $\Delta t_1 = \left(1 - \frac{Gh}{c^3\rho_1\Delta w_{01} \sin \beta_1} \right) \Delta t$, cela conduirait ici, sous les hypothèses de ce

paragraphe, à :
$$\delta t \approx -\frac{g\rho}{c^2 \left(1 + \frac{\rho}{\rho_1} \right)} \left(1 + \frac{g\rho_1}{c^2} \right) \Delta t_1.$$

Comme $\frac{g\rho_1}{c^2} \approx 6,96.10^{-10}$, on retrouve l'approximation utilisée :
$$\delta t \approx -\frac{g\rho}{c^2 \left(1 + \frac{\rho}{\rho_1} \right)} \Delta t_1.$$

② Les masses des corps C_i et C_j sont en première approximation égales aux sommes des masses des particules qui les constituent.

Les distances de stratification Δw_{0i} et Δw_{0j} prises en compte dans les calculs sur la base

de la relation $\Delta w_0 = \frac{h}{cm_{abs0} \sin \beta}$ sont des *distances fictives* qui permettent d'engendrer

les occurrences des ondes de phases correspondant aux cumuls des occurrences générées par l'ensemble de ces particules.

Pour mémoire, une limite naturelle pour la masse d'une « particule élémentaire » est la

masse de Planck, dont la valeur au repos est : $m_p = \sqrt{\frac{hc}{2\pi G}} \approx 2,176.10^{-8} \text{ kg}$ et dont la

distance de stratification Δw_{0p} correspondante (i.e. sa longueur d'onde de Compton)

est : $\Delta w_{0p} = \lambda_c = \frac{h}{m_p c} = 2\pi \sqrt{\frac{Gh}{2\pi c^3}} = 2\pi l_p \approx 1,015.10^{-34} \text{ m}$.

③ À titre d'illustration, pour un satellite de la constellation GPS en orbite à une altitude $\rho = 20200 \text{ km}$, la relation [4] conduit à une accélération du temps de $45 \mu\text{s}$ par jour, **en accord avec la théorie de la relativité générale.**

5.2. Redshift gravitationnel

La théorie de la relativité générale prévoit que la lumière se déplaçant dans un champ de gravitation non homogène subit un décalage vers le rouge ou vers le bleu. D'après cette théorie, une fréquence produite dans un champ de gravitation est vue décalée vers le rouge (c'est-à-dire diminuée) quand elle est observée depuis un lieu où la gravitation est moindre. Cette prévision a été confirmée avec succès en 1959 par l'expérience de Pound-Rebka et plus récemment (grâce aux deux satellites Galileo placés accidentellement en 2014 sur une orbite excentrique) par des physiciens de l'Observatoire de Paris - PSL du département SYRTE (Observatoire de Paris - PSL / CNRS / Sorbonne Université).

Reprenons la relation [4] obtenue au paragraphe précédent, avec les notations suivantes :

ρ_0 désigne ici le rayon de la planète considérée, m_{abs0} sa masse absolue ;

δt_1 mesure l'avance mesurée par un observateur O_1 situé à une altitude ρ_1 ;

Δt_0 mesure un intervalle de temps à la surface de la planète, Δt_1 est la mesure correspondante effectuée par l'observateur O_1 .

Nous avons ainsi : $\delta t_1 = -\frac{Gm_{abs0}}{c^2} \frac{\rho_1}{(\rho_0)^2 \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_0}\right)} \Delta t_0$ et $\Delta t_1 = \Delta t_0 + \delta t_1$.

En appliquant ces relations à un signal lumineux, de période Δt_0 , émis depuis la surface de cette planète en direction de l'observateur O_1 , nous avons donc :

$$\Delta t_1 = \Delta t_0 - \frac{Gm_{abs0}}{c^2} \frac{\rho_1}{(\rho_0)^2 \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_0}\right)} \Delta t_0,$$

i.e.
$$\Delta t_1 = \Delta t_0 \left(1 - \frac{Gm_{abs0}}{c^2} \frac{\rho_1}{\rho_0(\rho_0 + \rho_1)}\right).$$

Les fréquences correspondantes sont $\nu_0 = \frac{1}{\Delta t_0}$ et $\nu_1 = \frac{1}{\Delta t_1}$.

D'où la relation (en considérant, compte-tenu des ordres de grandeurs rencontrés ici, que nous avons $\frac{1}{1-\alpha} \approx 1 + \alpha$):

$$\nu_1 = \nu_0 \left(1 + \frac{Gm_{abs0}}{c^2} \frac{\rho_1}{\rho_0(\rho_0 + \rho_1)}\right).$$

Pour terminer, on peut aisément exprimer cette relation en fonction du rayon de Schwarzschild de la planète considérée ($R_s = \frac{2Gm_{abs0}}{c^2}$) et retrouver ainsi une formule bien connue de la **théorie de la relativité générale**:

$$\nu_1 = \nu_0 \left(1 + \frac{Gm_{abs0}}{c^2} \frac{\rho_1}{\rho_0(\rho_0 + \rho_1)}\right) \Leftrightarrow \nu_1 = \nu_0 \left(1 + \frac{Gm_{abs0}}{c^2 \rho_0} - \frac{Gm_{abs0}}{c^2(\rho_0 + \rho_1)}\right),$$

i.e.

$$\nu_1 = \nu_0 \left(1 + \frac{R_s}{2\rho_0} - \frac{R_s}{2(\rho_0 + \rho_1)}\right).$$

5.3. Avance du périhélie des planètes

La trajectoire d'une planète isolée autour du Soleil, selon la mécanique classique, est une ellipse invariable. Cependant, l'observation montre que le périhélie d'une planète se déplace lentement : son orbite n'est pas fixe mais tourne lentement dans son plan.

Dans ce paragraphe, nous allons examiner l'incidence de la variation de la vitesse platonicienne d'une planète proche du Soleil sur sa période de révolution. Nous retrouverons ainsi le résultat bien connu, obtenu par **la théorie de la relativité générale**, concernant **l'avance du périhélie des planètes**.

Nous avons établi, dans l'article hal-01739986, la relation :

$$\frac{d\theta}{dT} = \frac{\cos \beta_i}{\rho_i} \sin \psi ; \text{ où } \cos \beta_i \text{ correspond à la vitesse absolue du mobile étudié.}$$

Nous allons comparer les résultats obtenus par la quantification de l'approche képlérienne adoptée dans l'article hal-01739986 aux résultats obtenus en tenant compte de la variation de la vitesse platonicienne proposée ici.

Pour clarifier la situation, nous considèrerons les notations suivantes :

$d\theta_k$ et ρ_k désigneront les quantités correspondant à l'approche képlérienne ;

$d\theta$ et ρ les quantités correspondantes, modifiées par l'approche actuelle ;

dT_p désignera une durée absolue mesurée par la planète considérée et dT la durée absolue correspondante en l'absence de champ gravitationnel ;

v_{abs} désigne le module de la vitesse absolue de la planète considérée.

En désignant par M_S la masse absolue du Soleil ($M_S = m_{abs1} = \frac{h}{c\Delta w_{01} \sin \beta_1}$), nous

avons ainsi :

$$dT_p = dT \left(1 - \frac{G M_S}{c^2 \rho} \right)$$

$$v_{abs} = \left(1 - \frac{G M_S}{c^2 \rho} \right) \cos \beta$$

$$\rho = \frac{\rho_k}{1 - \frac{G M_S}{c^2 \rho}} \text{ (modulation due à la conservation du moment cinétique du système*)}$$

$$\frac{d\theta_k}{dT} = \frac{\cos \beta}{\rho_k} \sin \psi, \text{ i.e. } d\theta_k = \frac{\cos \beta}{\rho_k} \sin \psi dT .$$

De ces données préliminaires et de la relation $d\theta = \frac{v_{abs}}{\rho} \sin \psi dT_p$, nous obtenons :

$$d\theta = \frac{v_{abs}}{\rho} \sin \psi dT_p \Rightarrow d\theta = \frac{\cos \beta}{\rho_k} \sin \psi dT \left(1 - \frac{G M_s}{c^2 \rho}\right)^3.$$

Avec :

$$\left(1 - \frac{G M_s}{c^2 \rho}\right)^3 \approx 1 - 3 \frac{G M_s}{c^2 \rho},$$

cela entraîne :

$$d\theta = \frac{\cos \beta}{\rho_k} \sin \psi dT - 3 \frac{G M_s}{c^2} \frac{\cos \beta}{\rho} \frac{\sin \psi dT}{\rho_k}$$

i.e. $d\theta = d\theta_k - \delta\theta$, avec $\delta\theta = 3 \frac{G M_s}{c^2} \frac{\cos \beta}{\rho} \frac{\sin \psi dT}{\rho_k}$.

Nous avons ainsi :

$$\delta\theta = 3 \frac{G M_s}{c^2} \frac{d\theta_k}{\rho}.$$

Or, selon la mécanique képlérienne, $\rho = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos \theta_k}$.

Ce qui nous conduit à :

$$\delta\theta = 3 \frac{G}{c^2} \frac{M_s}{a(1-e^2)} (1+e \cos \theta_k) d\theta_k.$$

Lors de la révolution complète d'une planète autour du Soleil, **l'avance $\Delta\theta$ du périhélie**

a donc pour expression : $\Delta\theta = 3 \frac{G}{c^2} \frac{M_s}{a(1-e^2)} \int_0^{2\pi} (1+e \cos \theta_k) d\theta_k$,

i.e.

$$\Delta\theta = \frac{6\pi G M_s}{c^2 a (1-e^2)}.$$

***Remarque sur la modulation de la distance ρ :**

comme nous l'avons vu dans l'approche képlérienne proposée dans les articles hal-01577669 et hal-01739986, la conservation du moment cinétique absolu du système s'exprime par :

$$\rho_{k1} \frac{h \cos \beta_1}{c \Delta w_{01} \sin \beta_1} \sin \psi + \rho_{k2} \frac{h \cos \beta_2}{c \Delta w_{02} \sin \beta_2} \sin \psi = c_2, \quad \text{où } c_2 \text{ est une constante. [m1]}$$

(les distances ont ici été désignées par ρ_{k1} et ρ_{k2} pour insister sur la nature képlérienne de cette relation).

Dans cette formule, les termes $\cos \beta_i$ correspondent aux **vitesses absolues** des corps en interaction.

Dans l'étude actuelle, il convient donc de leur substituer les termes v_{absi} , avec :

$$v_{absi} = \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{0j} \sin \beta_j} \right) \cos \beta_i.$$

Ainsi, la conservation du moment cinétique absolu du système s'exprime ici par :

$$\rho_1 \frac{h v_{abs1}}{c \Delta w_{01} \sin \beta_1} \sin \psi + \rho_2 \frac{h v_{abs2}}{c \Delta w_{02} \sin \beta_2} \sin \psi = c_2, \quad \text{i.e.}$$

$$\rho_1 \frac{h \cos \beta_1}{c \Delta w_{01} \sin \beta_1} \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{02} \sin \beta_2} \right) \sin \psi + \rho_2 \frac{h \cos \beta_2}{c \Delta w_{02} \sin \beta_2} \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01} \sin \beta_1} \right) \sin \psi = c_2$$

qui induit, par comparaison avec **[m1]**, les relations : $\rho_{ki} = \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{0j} \sin \beta_j} \right) \rho_i$,

i.e. :

$$\rho_i = \frac{\rho_{ki}}{1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{0j} \sin \beta_j}}.$$

5.4. Arrêt du temps absolu

Un **résultat singulier** apparaît très rapidement lorsqu'on observe la vitesse platonicienne d'un corps C_2 (éventuellement un photon) dans le champ gravitationnel généré par un corps C_1 , situé à une distance égale à son **demi-rayon de Schwarzschild**. En effet, nous avons alors:

$$\vec{v}_2 = \frac{d\vec{C}_2}{dT} = \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01} \sin \beta_1} \right) \begin{pmatrix} \cos \beta_2 \cos \gamma \cos \varphi \\ \cos \beta_2 \cos \gamma \sin \varphi \\ \cos \beta_2 \sin \gamma \\ \sin \beta_2 \end{pmatrix},$$

avec :

$$\rho \rightarrow \rho_S = \frac{G}{c^2} m_{abs1} = \frac{Gh}{c^3 \Delta w_{01} \sin \beta_1}.$$

Ce qui conduit à : $\vec{v}_2 \rightarrow \vec{0}$.

Autrement dit, le corps C_2 **tend à s'arrêter dans l'espace platonicien**.

Ce résultat surprenant, obtenu rapidement en première approche, nous laisse entrevoir ceux qu'une étude plus fine peut nous offrir dans un cadre quantique.

5.5. Quelques liens avec les unités de Planck

Si nous reprenons l'interprétation proposée au paragraphe 3 :

« dans le champ gravitationnel généré par le corps C_1 , la **distance parcourue** par un mobile ponctuel C_2 quelconque **est diminuée de la quantité** $\delta T = \frac{Gh}{c^3 \rho}$ à chaque **perception d'une occurrence de l'onde de phase** générée par C_1 »,

nous remarquons la présence de la quantité $\frac{Gh}{c^3}$ qui évoque l'univers de Planck.

Ainsi, à partir de $l_p = \sqrt{\frac{Gh}{2\pi c^3}}$ et de $t_p = \sqrt{\frac{Gh}{2\pi c^5}} = \frac{l_p}{c}$ qui correspondent respectivement à la longueur et au temps de Planck, nous avons, en posant $\rho = nl_p, n \in \mathbb{N}^*$:

$$\delta T = \frac{2\pi}{n} l_p, n \in \mathbb{N}^*.$$

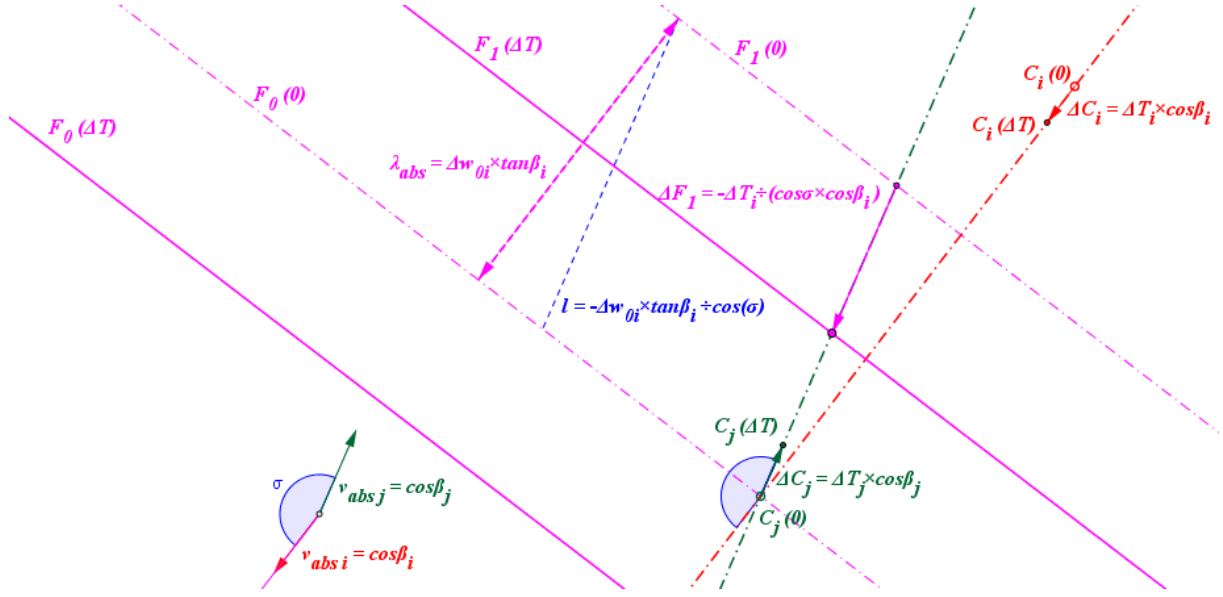
Et, ainsi, avec la relation temporelle $c\Delta t = \Delta T \sin \beta_2$ (cf. l'article hal-01374546) :

chaque **perception d'une occurrence de l'onde de phase** générée par C_1 engendre pour le corps ponctuel C_2 un **retard temporel propre** égal à : $\delta t = \frac{2\pi}{n} t_p \sin \beta_2, n \in \mathbb{N}^*$.

Soulignons que, dans ce modèle mathématique, les quanta liés à la perception d'une occurrence d'une onde de phase et induisant les variations de temps absolu et de temps propre sont **inférieurs aux unités de Planck** correspondantes.

L'onde de phase de De Broglie, dont par ailleurs la célérité est supérieure ou égale à la vitesse de la lumière (cf. la modélisation proposée dans l'article hal-01205805), peut ainsi se voir, mathématiquement, attribuer d'originales et fructueuses propriétés.

6. Fréquence de l'onde de phase générée par le corps C_i et perçue par C_j



Nous allons reprendre dans ce paragraphe les calculs exposés dans les articles hal-01577669 et hal-01739986, en tenant compte des variations de temps absolu engendrées par les corps en interaction gravitationnelle.

En faisant référence au schéma ci-dessus, considérons l'onde de phase générée par le corps C_i et perçue par le corps C_j .

Désignons par σ une mesure de l'angle $(\vec{v}_{abs\ i}, \vec{v}_{abs\ j})$.

Un premier front $F_0(0)$ est perçu par C_j lorsqu'il est en $C_j(0)$.

Le front suivant F_1 est alors situé en $F_1(0)$, séparé par la longueur d'onde absolue $\lambda_{abs} = \Delta w_{0i} \tan \beta_i$ (cf. aussi le schéma du paragraphe 8 de l'article hal-01577669).

Après une durée absolue ΔT (mesurée en-dehors de tout champ gravitationnel), les corps C_i et C_j sont en $C_i(\Delta T)$ et $C_j(\Delta T)$ et le front d'onde F_1 est en $F_1(\Delta T)$, avec les relations :

$$\Delta F_1 = \frac{-\Delta T_i}{\cos \beta_i \cos \sigma} \quad \text{et} \quad \Delta C_j = \Delta T_j \cos \beta_j.$$

Ainsi, le corps C_j perçoit le front F_1 lorsque la durée absolue ΔT vérifie l'équation :

$$l = \Delta C_j + \Delta F_1, \quad \text{i.e.} \quad -\frac{\Delta w_{0i} \tan \beta_i}{\cos \sigma} = \frac{-\Delta T_i}{\cos \beta_i \cos \sigma} + \Delta T_j \cos \beta_j,$$

$$\text{i.e.} \quad \Delta T = \frac{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}{\left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho} \frac{1}{\Delta w_{0j} \sin \beta_j}\right) - \cos \beta_i \cos \beta_j \cos \sigma \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho} \frac{1}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}\right)}$$

(**période absolue** ΔT de l'onde de phase perçue par C_j).

Il en découle que la **fréquence absolue** $f_{i,j}$ de cette onde de phase est donnée par :

$$f_{i,j} = \frac{1}{\Delta T} = \frac{\left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho} \frac{1}{\Delta w_{0j} \sin \beta_j}\right) - \cos \beta_i \cos \beta_j \cos \sigma \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho} \frac{1}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}\right)}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}.$$

Avec l'égalité $\sigma = \pi$ dans le cas particulier que nous étudions dans ces articles, la fréquence absolue $f_{i,j}$ de cette onde de phase perçue par le mobile C_j devient :

$$f_{i,j} = \frac{1 + \cos \beta_i \cos \beta_j - \frac{Gh}{c^3 \rho} \left(\frac{1}{\Delta w_{0j} \sin \beta_j} + \frac{\cos \beta_i \cos \beta_j}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i} \right)}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}. \quad [5]$$

Remarques :

La **période propre absolue** ΔT_j de l'onde de phase perçue par C_j est:

$$\Delta T_j = \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho} \frac{1}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}\right) \Delta T$$

$$\text{i.e. } \Delta T_j = \frac{\Delta w_{0i} \sin \beta_i - \frac{Gh}{c^3 \rho}}{\left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho} \frac{1}{\Delta w_{0j} \sin \beta_j}\right) - \cos \beta_i \cos \beta_j \cos \sigma \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho} \frac{1}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}\right)}.$$

Il en découle que la **fréquence propre absolue** $f_{0i,j}$ de cette onde de phase est donnée par :

$$f_{0i,j} = \frac{1}{\Delta T_j} = \frac{\left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho} \frac{1}{\Delta w_{0j} \sin \beta_j}\right) - \cos \beta_i \cos \beta_j \cos \sigma \left(1 - \frac{Gh}{c^3 \rho} \frac{1}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}\right)}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i - \frac{Gh}{c^3 \rho}}.$$

Avec l'égalité $\sigma = \pi$ dans le cas particulier que nous étudions dans ces articles, la **fréquence propre absolue** $f_{0i,j}$ de cette onde de phase devient :

$$f_{0i,j} = \frac{1 + \cos \beta_i \cos \beta_j - \frac{Gh}{c^3 \rho} \left(\frac{1}{\Delta w_{0j} \sin \beta_j} + \frac{\cos \beta_i \cos \beta_j}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i} \right)}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i - \frac{Gh}{c^3 \rho}}.$$

Comme dans le paragraphe 5.4, un ***résultat singulier*** apparaît très rapidement lorsqu'on observe ces résultats pour un corps C_j dans le champ gravitationnel généré par un corps C_i , situé à une distance égale à son ***demi-rayon de Schwarzschild***.

En effet, nous avons alors, pour $\rho \rightarrow \frac{Gh}{c^3 \Delta w_{0i} \sin \beta_i}$, les résultats suivants:

$$\Delta T_j \rightarrow 0 \quad \text{et} \quad f_{0i,j} \rightarrow \infty.$$

7. Conclusion

Les articles hal-01577669 et hal-01739986 proposent une première approche platonicienne quantifiée de la mécanique képlérienne.

Ils créent notamment des liens entre ces lois et les ondes de phase de De Broglie générées par les corps en interaction, par le biais de changements de direction quantifiés de leurs vitesses platoniciennes.

Par l'introduction d'un second postulat de déclinaison quantifiée, l'article hal-01739986 permet en outre une interprétation quantifiée de la conservation du moment cinétique absolu du système considéré.

En complément, un examen comparatif de ces deux articles, centré sur la conservation de l'énergie absolue du système, conduit à envisager une **correction quantifiée du module de la vitesse platonicienne** des mobiles soumis à champ de gravitation.

Il apparaît ainsi que les ondes de phase de De Broglie modifient de façon quantifiable, non seulement la direction des vitesses platoniciennes des objets qu'elles affectent, mais aussi leur module.

Dans l'espace relativiste platonicien, **ces quanta ont un caractère absolu** (ils ne dépendent pas des référentiels d'observation) et sont **indépendants des masses au repos des corps considérés**.

Par ailleurs, il est à souligner qu'ils sont intimement liés **aux unités de Planck** (par la présence de la quantité $\frac{Gh}{c^3}$ présente dans leur expression).

Ainsi, ces postulats offrent, **dans un cadre relativiste**, une **approche quantifiée** étonnamment correcte des lois classiques de la gravitation appliquées aux **orbites képlériennes** elliptiques et permettent, en outre, de retrouver rapidement plusieurs résultats offerts par la **théorie de la relativité générale** (avance du périhélie des planètes, variations de la mesure du temps dans un satellite en orbite autour de la Terre, redshift gravitationnel,...).

Comme pour les articles hal-01577669 et hal-01739986, ces premiers résultats et leur examen peuvent certainement être rapidement affinés et complétés (étude de la déviation des rayons lumineux dans un champ de gravitation, recherches sur les ondes gravitationnelles,...).

Et les principes retenus méritent, bien sûr, d'être encore enrichis et approfondis pour proposer, dans un cadre plus général, une approche plus aboutie et plus complète d'une théorie quantique de la gravitation.

Quoi qu'il en soit, l'obtention rapide des quelques résultats exposés dans ces articles introductifs, par une voie originale et quantifiée semble, à tout le moins, favoriser l'émergence de nouvelles et nombreuses interrogations, prometteuses, dans des directions encore inexplorées.

Notamment au sujet des liens profonds qu'elle laisse entrevoir entre les effets quantiques de l'onde de phase de De Broglie et les lois de la gravitation.

8. Références

Einstein Albert (1916), *Relativity: The Special and General Theory*, New York: H. Holt and Company.

L.D. Landau & E.M. Lifshitz *Mechanics (Volume 1 of A Course of Theoretical Physics)* Pergamon Press 1969.

Le cours de physique de Feynman - Mécanique 1, Dunod, ISBN-13: 978-2100597437.

Isaac Newton, Andrew Motte : *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*; CreateSpace Independent Publishing Platform, ISBN-10: 1536887056, ISBN-13: 978-1536887051.

De l'Allégorie de la Caverne à la Relativité Restreinte, Jégat Alain (2014) Les Éditions du Net, ISBN: 978-2-312-02454-7.

Physique quantique et représentation du monde, Erwin Schrödinger ; Seuil ISBN-10: 2020133199, ISBN-13: 978-2020133197.

Richard Feynman, *The Character of Physical Law (Modern Library)* ISBN-13: 978-0679601272, ISBN-10: 0679601279.

Relativité : Fondements et applications ; José-Philippe Pérez ; Dunod ISBN-13: 978-2100043736.

Le dualisme des ondes et corpuscules dans l'œuvre d'Albert Einstein. L. de Broglie, 1955.

La Mesure du temps, Henri Poincaré dans *La Valeur de la Science*.

Space and Time: Minkowski's papers on relativity - Hermann Minkowski, Vesselin Petkov. Minkowski Institute Press. ISBN-10: 0987987143; ISBN-13: 978-0987987143.

Staley, Richard (2009), "Albert Michelson, the Velocity of Light, and the Ether Drift", *Einstein's generation. The origins of the relativity revolution*, Chicago: University of Chicago Press, ISBN0-226-77057-5.

Feynman, R.P. (1970), "The Michelson–Morley experiment (15-3)", *The Feynman Lectures on Physics 1*, Reading: Addison Wesley Longman, ISBN 0-201-02115-3.

Théorie des cordes et gravité quantique, C. Bachas, Laboratoire de Physique Théorique, UMR 8549, CNRS/ENS, Paris.

Le problème à deux corps. Mouvements à force centrale. Joël Sornette. Site joelsornette.fr

Une brève histoire du temps: du big bang aux trous noirs - Stephen William Hawking, Isabelle Naddeo-Souriau, Flammarion, 2008 ISBN 2081214849, 9782081214842.

Site internet <https://dournac.org> de Fabien Dournac.

Lev Landau et Evgueni Lifchits, *Physique théorique, t. 2 : Théorie des champs*.