



HAL
open science

UNE APPROCHE QUANTIFIÉE DES LOIS DE LA GRAVITATION DANS UN ESPACE QUADRIDIMENSIONNEL PLATONICIEN

Alain Jégat

► **To cite this version:**

Alain Jégat. UNE APPROCHE QUANTIFIÉE DES LOIS DE LA GRAVITATION DANS UN ESPACE QUADRIDIMENSIONNEL PLATONICIEN. 2017. hal-01577669

HAL Id: hal-01577669

<https://hal.science/hal-01577669>

Preprint submitted on 27 Aug 2017

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 APPROCHE QUANTIFIÉE DES LOIS DE LA GRAVITATION
DANS UN ESPACE QUADRIDIMENSIONNEL PLATONICIEN

A QUANTIFIED APPROACH TO THE LAWS OF GRAVITATION
IN A PLATONIC QUADRIDIMENSIONAL SPACE

Alain Jégat

Résumé

Les propriétés de l'espace quadridimensionnel platonicien, la modélisation de l'onde de phase et le concept de masse qui en découlent (cf. les documents hal-01081576, v1; hal-01205805, v1; hal-01213062, v1) semblent permettre une approche quantique des lois de la gravitation par un postulat de déclinaison quantifiée.

L'idée directrice de cet article est que **l'angle directeur** β de la trajectoire d'un corps massif C en interaction gravitationnelle avec d'autres est **modifié d'un quantum** $\Delta\beta$, **indépendant du référentiel d'observation choisi**, à chaque perception d'une occurrence de l'onde de phase de De Broglie générée par l'un de ces autres corps massifs. Cette hypothèse quantifiée élémentaire, associée à la conservation de trois quantités physiques absolues, conduit rapidement, de façon surprenante, aux résultats attendus par les lois classiques de la gravitation.

Nous en proposons ici une introduction, restreinte au cas relativement simple où l'angle directeur du référentiel d'observation est égal à $\frac{\pi}{2}$.

Abstract

The properties of the platonic quadridimensional space, the modeling of De Broglie waves and the resulting concept of mass (see hal-01165196, v1 ; hal-01207447, v1 ; hal-01213447, v1) seem to allow a quantum approach to the laws of gravitation by a postulate of quantified declination.

The main idea of this article is that the **guiding angle** β of the trajectory of a massive body C in gravitational interaction with others is **modified by a quantum** $\Delta\beta$, **independent of the chosen observation frame**, at each perception of an occurrence of the De Broglie waves generated by one of these other massive bodies. This elementary quantized hypothesis, associated with the conservation of three absolute physical quantities, leads surprisingly rapidly to the results expected by the classical laws of gravitation.

We propose here an introduction, restricted to the relatively simple case where the guiding angle of the observation frame is equal to $\frac{\pi}{2}$.

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 $\Delta w_0 > 0$.

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.

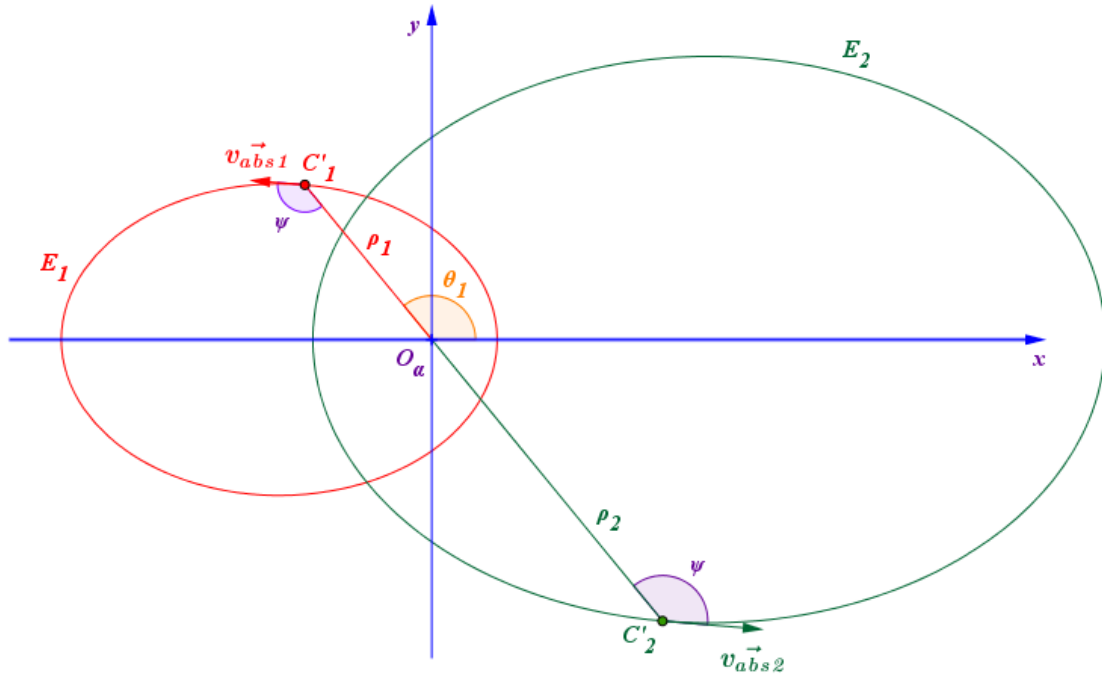
hal-01205805, v1 : Vers une modélisation de l'onde de phase de De Broglie dans un espace quadridimensionnel platonicien.

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

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

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

2. Présentation de l'objet de cette étude



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 du paragraphe 3).

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 $W = W(C_2)$.

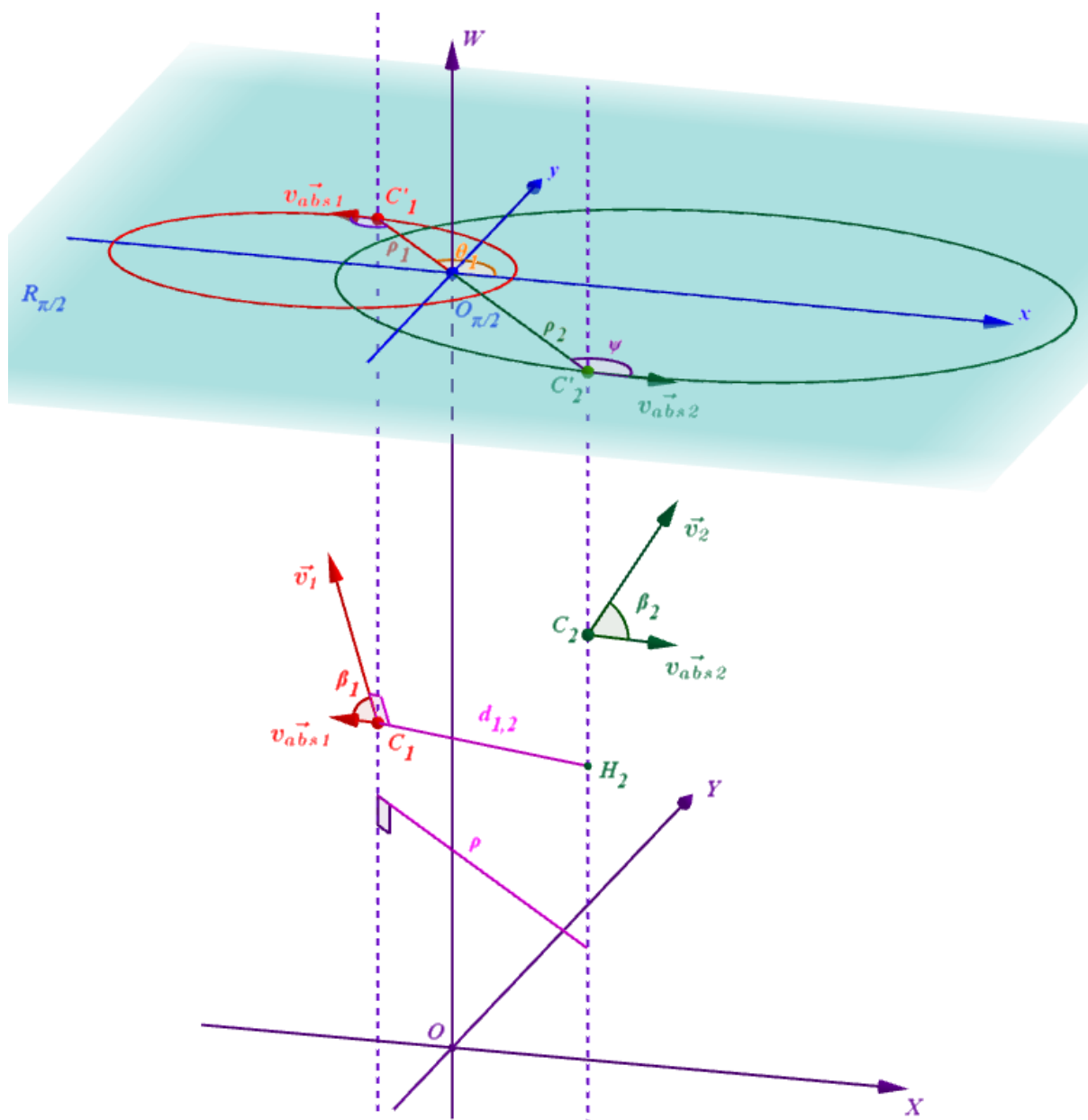
Nous allons introduire un **postulat de déclinaison quantifiée de ces angles (générée par les ondes de phase De Broglie liées à leurs masses)**, qui, en engendrant les accélérations mutuelles de ces deux corps dans l'espace platonicien, va nous montrer que les **trajectoires elliptiques** de C'_1 et C'_2 ici observées dans le référentiel R_α sont les **projections des trajectoires quadridimensionnelles quantifiées** ainsi obtenues des corps C_1 et C_2 .

Pour simplifier les calculs et la présentation de cette approche quantique de la gravitation, 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).

Cf. schéma ci-dessus et schémas suivants (les axes $(O_{\pi/2}z)$ et (OZ) ne sont pas représentés).

3. Postulat de déclinaison quantifiée



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 . Notons $d_{i,j}$ la distance $C_i H_j$, où H_j désigne le projeté de C_j sur l'hyperplan H_{P_i} associé à C_i (c'est-à-dire l'hyperplan orthogonal à \vec{v}_i et passant par C_i).

Nous adopterons le postulat suivant : la **variation angulaire** $\Delta\beta_{i,j}$ correspondant à la modification de trajectoire subie par le corps C_j dans l'espace platonicien lors de la **perception d'une occurrence de l'onde de phase** émise par le corps C_i est **indépendante du référentiel d'observation** R_α (cf. aussi paragraphe 8) et a pour valeur:

$$\Delta\beta_{i,j} = \frac{Gh}{c^3 (d_{i,j})^2} \sin \beta_j \cos \psi . \quad [1]$$

À noter que si l'on pose $d_{i,j} = n_{i,j} \times l_p$, où $l_p = \sqrt{\frac{Gh}{2\pi c^3}}$ désigne la longueur de Planck,

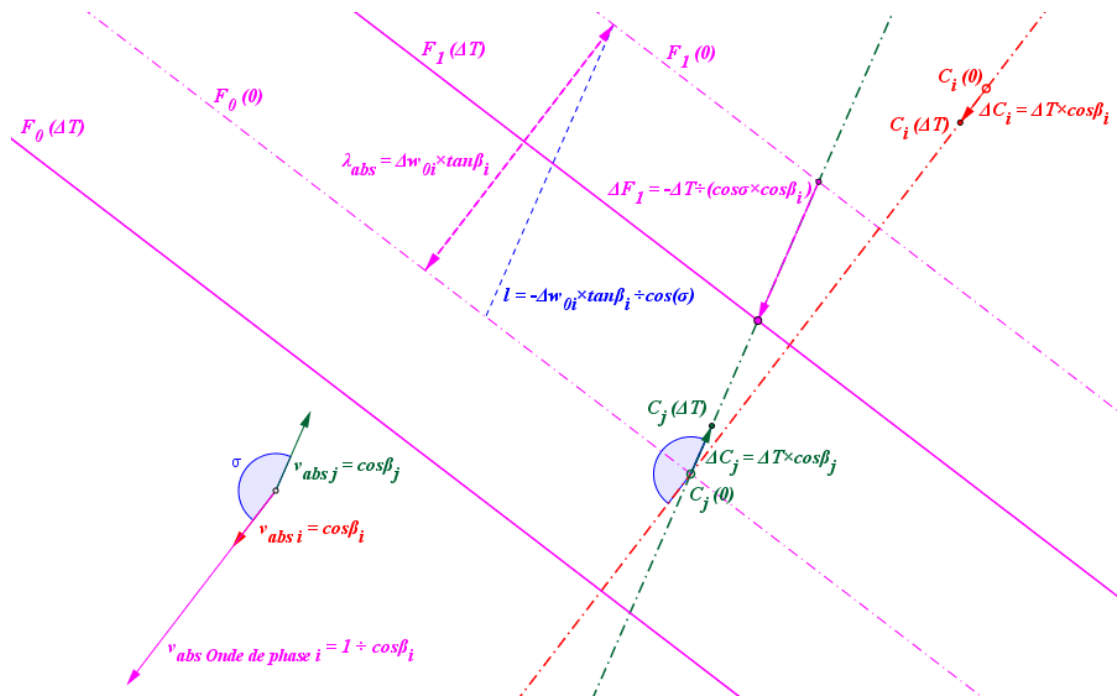
alors la relation [1] devient : $\Delta\beta_{i,j} = \frac{2\pi}{(n_{i,j})^2} \sin\beta_j \cos\psi$ (avec, en fait, $n_{i,j} = E\left(\frac{d_{i,j}}{l_p}\right)$).

Par ailleurs, nous avons : $(d_{i,j})^2 = \rho^2 \frac{\cos^2\beta_i \cos^2\psi + \sin^2\beta_i}{\sin^2\beta_i}$, (cf. détails en annexe 9)

il vient donc:

$$\Delta\beta_{i,j} = \frac{Gh}{c^3 \rho^2} \frac{\sin^2\beta_i \sin\beta_j \cos\psi}{\sin^2\beta_i + \cos^2\beta_i \cos^2\psi}. \quad [1\text{bis}]$$

4. Fréquence de l'onde de phase perçue par le corps C_j et variation de l'angle β_j de sa trajectoire



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 $(\overrightarrow{v_{abs\ i}}, \overrightarrow{v_{abs\ j}})$.

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 $\lambda_{abs} = \Delta\omega_{0i} \tan\beta_i$ (en complément, cf. le schéma du paragraphe 8).

Après une durée absolue ΔT , 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 :

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

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

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

$$\text{i.e. : } \Delta T = \frac{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}{1 - \cos \beta_i \cos \beta_j \cos \sigma} \quad (\text{période absolue de l'onde de phase}).$$

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

$$f_{i,j} = \frac{1}{\Delta T} = \frac{1 - \cos \beta_i \cos \beta_j \cos \sigma}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}. \quad [1^{\text{er}}]$$

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

$$f_{i,j} = \frac{1 + \cos \beta_i \cos \beta_j}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i}.$$

Ce résultat nous permet d'estimer la dérivée par rapport au temps absolu T de l'angle directeur β_j de la trajectoire suivie par le corps C_j :

$$\frac{d\beta_j}{dT} = f_{i,j} \times \Delta\beta_{i,j} = \frac{Gh}{c^3 \rho^2 \Delta w_{0i}} \frac{1 + \cos \beta_i \cos \beta_j}{\sin^2 \beta_i + \cos^2 \beta_i \cos^2 \psi} \sin \beta_i \sin \beta_j \cos \psi. \quad [2]$$

5. Énergies, moments cinétiques et quantités de mouvement absolus

Reprenant et complétant les définitions adoptées dans les articles cités en référence, nous utiliserons ici les quantités suivantes :

vitesse absolue d'une particule (sans unité): $v_{abs} = \cos \beta$, (cf. **remarque** au § 9)

masse absolue d'une particule (en kg): $m_{abs} = \frac{h}{c\Delta w_0 \sin \beta}$,

énergie absolue d'une particule (en J): $E_{abs} = m_{abs}c^2 = \frac{hc}{\Delta w_0 \sin \beta}$.

Pour le choix des définitions suivantes, nous nous inspirerons en outre des résultats bien connus du problème à deux corps.

Ainsi, en choisissant pour **énergie potentielle absolue du système** la quantité :

$$E_{Pabs} = -\frac{Gm_{abs1}m_{abs2}}{\rho} = -\frac{G}{\rho} \frac{h^2}{c^2\Delta w_{01}\Delta w_{02} \sin \beta_1 \sin \beta_2},$$

la **conservation de l'énergie** dans le problème à deux corps devient :

$$\frac{hc}{\Delta w_{01} \sin \beta_1} + \frac{hc}{\Delta w_{02} \sin \beta_2} - \frac{G}{\rho} \frac{h^2}{c^2\Delta w_{01}\Delta w_{02} \sin \beta_1 \sin \beta_2} = k_1 \quad [3]^*.$$

De même, en posant $\rho = C_1'C_2'$, $\rho_1 = \Omega C_1'$ et $\rho_2 = \Omega C_2'$, où Ω désigne le barycentre des points C_1' et C_2' affectés respectivement des coefficients m_{abs1} et m_{abs2} , la **conservation du moment cinétique absolu du système** conduit à :

$$\rho_1 \frac{h}{c\Delta w_{01} \tan \beta_1} \sin \psi + \rho_2 \frac{h}{c\Delta w_{02} \tan \beta_2} \sin \psi = k_2 \quad [4]^*$$

avec les relations $\rho = \rho_1 + \rho_2$; $\rho_1 = \rho \frac{m_{abs2}}{m_{abs1} + m_{abs2}} = \rho \frac{\Delta w_{01} \sin \beta_1}{\Delta w_{01} \sin \beta_1 + \Delta w_{02} \sin \beta_2}$;

$$\rho_2 = \rho \frac{m_{abs1}}{m_{abs1} + m_{abs2}} = \rho \frac{\Delta w_{02} \sin \beta_2}{\Delta w_{01} \sin \beta_1 + \Delta w_{02} \sin \beta_2} \quad \text{et} \quad \rho_2 = \frac{m_{abs1}}{m_{abs2}} \rho_1.$$

Et la considération des **quantités de mouvement absolues** à :

$$\frac{h}{c\Delta w_{01} \tan \beta_1} - \frac{h}{c\Delta w_{02} \tan \beta_2} = 0 \quad [5].$$

(**N.B.** : pour éviter les facteurs $\tan \beta_i$, préférer [5bis] : $\frac{h \cos \beta_1}{c\Delta w_{01} \sin \beta_1} - \frac{h \cos \beta_2}{c\Delta w_{02} \sin \beta_2} = 0$.)

*(k_1 et k_2 sont deux constantes).

6. Étude du mouvement

À partir des relations précédentes, nous allons pouvoir mettre en place un **processus itératif** pour étudier le mouvement des deux corps en interaction en fonction du temps absolu T .

La dérivation de la relation [3], en tenant compte de la relation [2], conduit à la relation [6] suivante:

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

$$\text{Avec } \rho_1 = \rho \frac{\Delta w_{01} \sin \beta_1}{\Delta w_{01} \sin \beta_1 + \Delta w_{02} \sin \beta_2} \quad \text{et} \quad \rho_2 = \rho \frac{\Delta w_{02} \sin \beta_2}{\Delta w_{01} \sin \beta_1 + \Delta w_{02} \sin \beta_2}$$

(cf. pages précédentes), nous avons en outre la relation [7]:

$$\frac{d\rho_i}{dT} = \frac{\rho \Delta w_{01} \Delta w_{02} \left(\cos \beta_i \sin \beta_j \frac{d\beta_i}{dT} - \sin \beta_i \cos \beta_j \frac{d\beta_j}{dT} \right) + \frac{d\rho}{dT} (\Delta w_{01} \Delta w_{02} \sin \beta_1 \sin \beta_2 + \Delta w_{0i}^2 \sin^2 \beta_i)}{(\Delta w_{01} \sin \beta_1 + \Delta w_{02} \sin \beta_2)^2}.$$

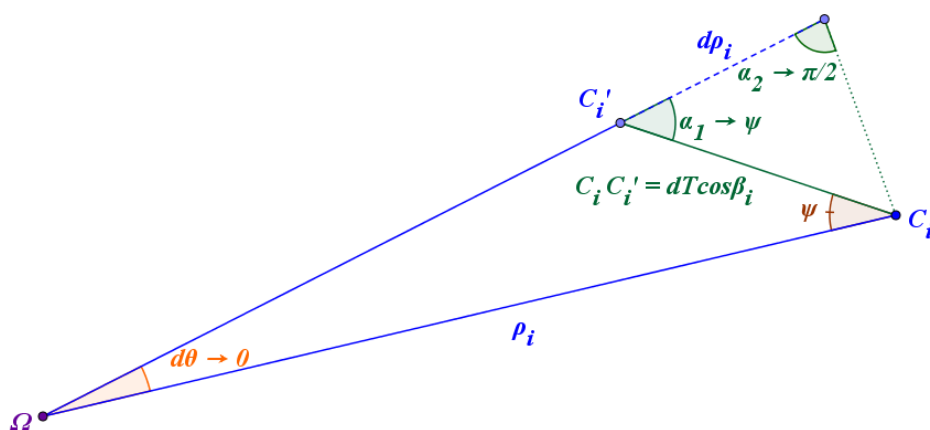
Ainsi, la dérivation de la relation [4] conduit à :

$$\frac{d\psi}{dT} = \frac{\tan \psi}{\cos \beta_1 + \cos \beta_2} \left[\frac{1}{\sin \beta_1} \frac{d\beta_1}{dT} - \frac{\cos \beta_1}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dT} + \frac{1}{\sin \beta_2} \frac{d\beta_2}{dT} - \frac{\cos \beta_2}{\rho_2} \frac{d\rho_2}{dT} \right] \quad [8].$$

La présence de la quantité $\tan \psi$, problématique pour la mesure courante $\psi = \pm \frac{\pi}{2}$,

conduit à rechercher une expression simplifiée des quantités $\frac{d\rho_i}{\cos \psi}$ qu'elle génère

implicitement. Le schéma ci-dessous permet d'obtenir aisément cette simplification :



Nous savons que $\cos \beta_i$ correspond à la vitesse absolue du corps C_i .

Après une durée absolue dT , celui-ci a donc parcouru la distance $C_i C_i' = dT \cos \beta_i$.

Avec $d\theta \rightarrow 0$, la distance ΩC_i a ainsi varié d'une quantité $d\rho_i \rightarrow dT \cos \beta_i \cos \psi$.

D'où la relation $\frac{d\rho_i}{\cos \psi} \rightarrow dT \cos \beta_i$.

Et, par conséquent, la relation [8] conduit alors à la relation [9] ci-dessous, après la simplification complémentaire de $d\beta_1$ et $d\beta_2$ par $\cos \psi$:

$$\frac{d\psi}{dT} = \frac{\sin \psi}{\cos \beta_1 + \cos \beta_2} \left[\frac{Gh(1 + \cos \beta_1 \cos \beta_2)}{c^3 \rho^2} \left(\sum_{i=1}^{i=2} \frac{\sin \beta_i}{\Delta w_{0i} (\sin^2 \beta_i + \cos^2 \beta_i \cos^2 \psi)} \right) - \sum_{i=1}^{i=2} \frac{\cos^2 \beta_i}{\rho_i} \right].$$

Pour terminer, la variation de l'angle θ est aisée à estimer, à partir de $\rho_i d\theta = dT \cos \beta_i$ (puisque $\cos \beta_i$ correspond à la vitesse absolue du corps C_i).

Nous avons ainsi, avec la relation [5] :

$$\frac{d\theta}{dT} = \frac{\cos \beta_i}{\rho_i} = \frac{\Delta w_{01} \sin \beta_1 + \Delta w_{02} \sin \beta_2}{\rho \Delta w_{01} \tan \beta_1} = \frac{\Delta w_{01} \sin \beta_1 + \Delta w_{02} \sin \beta_2}{\rho \Delta w_{02} \tan \beta_2}. \quad [10]$$

(N.B. : pour éviter le facteur $\tan \beta_i$, préférer [10^{bis}] : $\frac{d\theta}{dT} = \frac{\cos \beta_i}{\rho} \left(1 + \frac{\Delta w_{0j} \sin \beta_j}{\Delta w_{0i} \sin \beta_i} \right)$.)

Dans la mesure où les différences de masses choisies sont importantes et les vitesses en jeu restent petites par rapport à la vitesse de la lumière, **la position du barycentre Ω du système varie peu** (ses fluctuations peuvent dans un premier temps être négligées par rapport aux grandes distances considérées dans les exemples du paragraphe 9). Et, par conséquent, les résultats [2], [6], [7], [9] et [10] peuvent d'ores et déjà nous permettre la mise en place d'un **processus itératif** pour étudier le mouvement de deux corps en interaction en fonction du temps absolu T .

Nous choisirons Ω comme origine du repère.

- 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 $\Delta w_0 = \frac{h}{cm_{abs} \sin \beta}$ 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.

Les masses de ces corps sont à renseigner dans les **cellules C4 et E4**.

- La valeur initiale de ρ est la distance au périastre (à indiquer dans la **cellule G5**).
- L'excentricité e des ellipses-trajectoires est à compléter dans la **cellule G4**.

- Les valeurs initiales des angles β_1 et β_2 sont estimées à partir de la vitesse v_{2p} au périastre du corps C'_2 et des relations :

$$v_{abs2} = \cos \beta_2 = \frac{v_{2p}}{c} \quad \text{puis, selon [5]} : \quad v_{abs1} = \cos \beta_1 = \frac{\Delta W_{01}}{\Delta W_{02}} \cos \beta_2 .$$

- La valeur initiale de θ_1 est 0, celle de θ_2 est π et celle de ψ est $\frac{\pi}{2}$.
- Les variations ΔW_1 et ΔW_2 des coordonnées W_1 et W_2 des corps C_1 et C_2 sont implémentées par les accroissements $dW_1 = dT \sin \beta_1$ et $dW_2 = dT \sin \beta_2$.
Ce qui, au-delà de la situation de ces corps dans l'espace platonicien, permet d'évaluer les durées propres Δt_1 et Δt_2 écoulées pour C_1 et C_2 , à partir de la relation $\Delta t_i = \frac{\Delta W_i}{c}$.
- Pour que ces tableaux donnent des résultats exploitables, **il faut régler le pas du temps absolu dT** de la **cellule J5** de façon à ce que la mesure de l'angle $\theta_{1\max}$ apparaissant dans la cellule la **cellule I16** soit proche de 2π .
Ce réglage nécessite quelques essais successifs (... et un peu de patience...).

Le processus itératif a été appliqué aux situations suivantes (cf. paragraphe 9):

- ✓ C'_1 : Soleil et C'_2 : Terre,
- ✓ C'_1 : Soleil et C'_2 : Mercure,
- ✓ C'_1 : Soleil et C'_2 : Neptune,
- ✓ C'_1 : Terre et C'_2 : Lune,
- ✓ le Pulsar PSR B1913+16.

Ces situations ont dans un premier temps été calculées en utilisant les lois classiques de la gravitation (les formules utilisées sont précisées en annexe 9) ; ce qui donne dans les tableaux Excel du paragraphe 9 les quantités qualifiées de « théoriques ». Elles ont ensuite été simulées selon les indications fournies dans ce paragraphe. Pour terminer, les résultats de ces simulations et les données « théoriques » ont été comparées.

Aux marges d'erreurs près induites par les nombreuses itérations (ici, au nombre de 20 000) et par le logiciel utilisé (qui ne conserve que 15 chiffres significatifs à chaque calcul), ce processus permet de retrouver assez correctement les caractéristiques principales de chacune des différentes orbites établies suivant les lois de la mécanique classique.

À titre d'illustration, les erreurs maximales constatées pour le système Soleil-Terre sont de l'ordre de 0,008 % pour les vitesses, de 0,0017% pour les distances et de 0,00298% pour la période de révolution.

Lorsque l'excentricité e augmente, les erreurs maximales sur les vitesses et les distances restent faibles, mais l'erreur sur la période de révolution augmente (elle devient proche de 0,8% pour e proche de 0,2).

Le fichier « Excel » correspondant à ce processus itératif est joint en annexe.

Le bien-fondé de l'élaboration de ce concept de longueur d'onde absolue d'une onde électromagnétique apparaît immédiatement, par exemple, à travers *l'effet Doppler relativiste*.

En effet, si deux référentiels R_α et R_β observent une onde électromagnétique de longueur d'onde absolue λ_0 , les fréquences propres correspondantes f_α et f_β mesurées par ces

référentiels sont données par $f_\alpha = \frac{c}{\lambda_0} \frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha}$ et $f_\beta = \frac{c}{\lambda_0} \frac{1 - \cos \beta}{\sin \beta}$.

Nous obtenons donc : $\frac{f_\alpha}{f_\beta} = \frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha} \frac{\sin \beta}{1 - \cos \beta}$.

Ce qui conduit, avec $\sin \alpha > 0$, $\sin \beta > 0$, $\sin \alpha = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha}$ et $\sin \beta = \sqrt{1 - \cos^2 \beta}$ à :

$$\frac{f_\alpha}{f_\beta} = \frac{\sqrt{(1 - \cos \alpha)(1 + \cos \beta)}}{\sqrt{(1 + \cos \alpha)(1 - \cos \beta)}}.$$

Or la vitesse relative v de R_β mesurée dans R_α est donnée par : $\frac{v}{c} = \frac{\cos \beta - \cos \alpha}{1 - \cos \alpha \cos \beta}$.

Par suite, nous avons : $\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}} = \frac{(1 - \cos \alpha)(1 + \cos \beta)}{(1 + \cos \alpha)(1 - \cos \beta)}$, d'où la relation (« **facteur de Doppler** ») :

$$\frac{f_s}{f_o} = \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}},$$

où l'observateur se déplace suivant la direction d_α , la source suivant la direction d_β , f_s désigne la fréquence de l'onde mesurée par la source et f_o la fréquence de l'onde mesurée par l'observateur.

7.2 Énergie absolue d'un photon et demi-rayon de Schwarzschild

Le concept de longueur d'onde absolue d'une onde électromagnétique nous conduit, pour la mesure de l'**énergie** d'un photon dans un référentiel R_α , à la relation $E = hf_\alpha = \frac{hc}{\lambda_0} \frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha}$.

Par conséquent, **les concepts absolus** étant obtenus pour $\alpha = \frac{\pi}{2}$, nous définirons l'**énergie absolue d'un photon** par :

$$E_{abs} = \frac{hc}{\lambda_0} \quad (\lambda_0 \text{ représentant sa } \textit{longueur d'onde absolue}).$$

À partir de cette notion, dans le cas particulier de l'interaction d'un corps massif C_1 et d'un photon, la relation [3] peut s'écrire, en considérant comme « masse relativiste » du photon la quantité $m_{abs} = \frac{h}{c\lambda_0}$:

$$\frac{hc}{\lambda_0} + \frac{hc}{\Delta w_{01} \sin \beta_1} - \frac{G}{\rho} \frac{h^2}{c^2 \lambda_0 \Delta w_{01} \sin \beta_1} = k_1 \quad [3^{bis}] ;$$

dont la dérivation par rapport au temps absolu T conduit à (en considérant que, dans un champ de gravitation, la longueur d'onde absolue λ_0 varie en fonction de T):

$$\begin{aligned} \frac{Gh^2}{\rho^2 c^2 \lambda_0 \Delta w_{01} \sin \beta_1} \frac{d\rho}{dT} + \left(\frac{Gh^2 \cos \beta_1}{\rho c^2 \lambda_0 \Delta w_{01} \sin^2 \beta_1} - \frac{hc \cos \beta_1}{\Delta w_{01} \sin^2 \beta_1} \right) \frac{d\beta_1}{dT} \\ + \left(\frac{Gh^2}{\rho c^2 \lambda_0^2 \Delta w_{01} \sin \beta_1} - \frac{hc}{\lambda_0^2} \right) \frac{d\lambda_0}{dT} = 0. \end{aligned}$$

Or, ici, la quantité $\frac{d\beta_1}{dT}$ est **nulle**. En effet, la **masse nulle** du photon (le concept de « masse relativiste » évoqué plus haut n'est qu'un artefact utilisé pour l'introduction de la formule choisie pour l'énergie potentielle du système) équivaut au fait que son déplacement dans l'espace platonicien ne génère pas d'onde de phase de De Broglie et ne modifie donc pas l'angle directeur β_1 du corps massif C_1 .

Il reste donc :

$$\frac{Gh^2}{\rho^2 c^2 \lambda_0 \Delta w_{01} \sin \beta_1} \frac{d\rho}{dT} + \left(\frac{Gh^2}{\rho c^2 \lambda_0^2 \Delta w_{01} \sin \beta_1} - \frac{hc}{\lambda_0^2} \right) \frac{d\lambda_0}{dT} = 0,$$

d'où il vient :

$$\frac{d\rho}{dT} = \frac{\rho}{Gh\lambda_0} (\rho c^3 \Delta w_{01} \sin \beta_1 - Gh) \frac{d\lambda_0}{dT}.$$

On remarque que cette quantité s'annule pour: $\rho c^3 \Delta w_{01} \sin \beta_1 - Gh = 0$,

i.e. :

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

On reconnaît ici la valeur du **demi-rayon de Schwarzschild** pour lequel la trajectoire du photon est circulaire, autrement dit pour lequel on a bien $\frac{d\rho}{dT} = 0$.

N.B : pour un corps massif C_2 dont l'angle directeur β_2 de la trajectoire tend vers 0, la relation

$$[6] \text{ conduit à : } \frac{d\rho}{dT} \rightarrow \left[\frac{\cos \beta_2 \sin \beta_1 \left(\sin \beta_1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01}} \right)}{\sin^2 \beta_1 + \cos^2 \beta_1 \cos^2 \psi} \right] (1 + \cos \beta_1 \cos \beta_2) \cos \psi ,$$

qui s'annule aussi pour : $\sin \beta_1 - \frac{Gh}{c^3 \rho \Delta w_{01}} = 0$, i.e. $\rho = \frac{Gh}{c^3 \Delta w_{01} \sin \beta_1} = \frac{G}{c^2} m_{abs1}$.

Pendant une durée dt mesurée dans un référentiel de repos de C_2 , le nombre $n = f_{1,2} dt$ d'événements $E_r^{(n)}$ perçus par C_2 devient, avec $dT = \frac{cdt}{\sin \beta_2}$ (déplacement élémentaire de C_2 durant dt) :

$$n = \frac{1}{\Delta w_{01}} \cdot \frac{1 - \cos \beta_1 \cos \beta_2}{\sin \beta_1} dT .$$

Au cours d'un déplacement infinitésimal dT (en considérant que la variation élémentaire $\Delta \beta_{1,2}$ est négligeable devant β_2), la modification $d\beta_{1,2}$ de l'angle de la trajectoire de C_2 peut être estimée par $d\beta_{1,2} = n \times \Delta \beta_{1,2}$.

À partir des relations [1] et [1^{bis}]:

$$\Delta \beta_{1,2} = \frac{Gh}{c^3 (d_{1,2})^2} \sin \beta_2 \cos \psi = \frac{Gh}{c^3 \rho^2} \frac{\sin^2 \beta_1 \sin \beta_2 \cos \psi}{\sin^2 \beta_1 + \cos^2 \beta_1 \cos^2 \psi} \quad \text{et du fait que } \psi = 0 ,$$

on obtient le premier résultat suivant :

$$\Delta \beta_{1,2} = \frac{Gh}{c^3 \rho^2} \sin^2 \beta_1 \sin \beta_2 .$$

D'où :

$$d\beta_2 = n \times \Delta \beta_{1,2} = \frac{1}{\Delta w_{01}} \cdot \frac{1 - \cos \beta_1 \cos \beta_2}{\sin \beta_1} \cdot \frac{Gh}{c^3 (\Delta x_0)^2} \sin \beta_2 dT ,$$

ou encore, avec $\rho = \Delta x_0 \sin \beta_1$:

$$\frac{d\beta_2}{dT} = \frac{Gh}{c^3 \rho^2 \Delta w_{01}} (1 - \cos \beta_1 \cos \beta_2) \sin \beta_1 \sin \beta_2 .$$

L'accélération a_α de C_2 mesurée dans R_α étant donnée par (cf. l'ouvrage « *De l'allégorie de la caverne à la relativité restreinte* »): $a_\alpha = -c^2 \frac{d\beta_2}{dT} \cdot \frac{\sin^3 \alpha \sin \beta_2}{(1 - \cos \alpha \cos \beta_2)^3}$;

on arrive donc, avec ici $\alpha = \beta_1$ à:

$$a_\alpha = -\frac{Gh}{c \Delta w_{01} \rho^2} \cdot \frac{\sin^4 \alpha \sin^2 \beta_2}{(1 - \cos \alpha \cos \beta_2)^2} .$$

i.e., avec $\rho = \Delta x_0 \sin \alpha$ et $\frac{\sin^2 \alpha \sin^2 \beta_2}{(1 - \cos \alpha \cos \beta_2)^2} = 1 - \frac{v^2}{c^2}$:

$$a_\alpha = -\frac{Gh}{c \Delta w_{01} (\Delta x_0)^2} \cdot \frac{\sin^2 \alpha \sin^2 \beta_2}{(1 - \cos \alpha \cos \beta_2)^2} = -\frac{Gh}{c \Delta w_{01} (\Delta x_0)^2} \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) ;$$

$$\text{i.e. } a_\alpha = -\frac{Gm_{01}}{(\Delta x_0)^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right),$$

où $m_{01} = \frac{h}{c\Delta w_{01}}$ désigne la masse du corps C_1 dans son référentiel de repos R_α (cf article hal-01213062, v1).

Ainsi, si l'on considère un corps C_2 initialement au repos dans R_α , on a alors initialement $\beta_2 = \alpha$ (i.e. $v = 0$), et l'accélération précédemment calculée redonne bien la relation classique :

$$a_\alpha = -\frac{Gh}{c\Delta w_{01}\rho^2} \cdot \sin^2 \alpha = -\frac{Gh}{c\Delta w_{01}(\Delta x_0)^2}, \quad \text{i.e. } a_\alpha = -\frac{Gm_{01}}{(\Delta x_0)^2}.$$

N.B. : à partir d'une situation simple, ce paragraphe a été étayé, entre-autres, le fait que le quantum de déclinaison $\Delta\beta_{i,j}$ est bien **indépendant du référentiel d'observation** R_α .

9. Annexes

9.1. Calcul de la distance $d_{1,2}$

Les quantités utilisées dans ce paragraphe font référence aux schémas des paragraphes 2 et 3. Comme les mouvements considérés ici sont supposés s'effectuer avec une troisième coordonnée constante ($Z = Z_0$), dans l'espace $(O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k}, \vec{h})$, le vecteur vitesse du corps C_1 est donné, avec β_1 non multiple de π , par:

$$\vec{v}_1 = \begin{pmatrix} -\cos \beta_1 \cos(\psi - \theta) \\ \cos \beta_1 \sin(\psi - \theta) \\ 0 \\ \sin \beta_1 \end{pmatrix} \quad (\text{cf. remarque ci-après}).$$

Désignons par H_{C_1} l'hyperplan associé à $C_1 (X_1, Y_1, Z_1, W_1)$ (hyperplan orthogonal à \vec{v}_1 passant par C_1) et par H_2 la projection de C_2 sur H_{C_1} .

On a donc l'équivalence : $M(X, Y, Z, W) \in H_{C_1}$ si et seulement si

$$-\cos \beta_1 \cos(\psi - \theta)(X - X_1) + \cos \beta_1 \sin(\psi - \theta)(Y - Y_1) + \sin \beta_1(W - W_1) = 0.$$

Comme $H_2(X_2, Y_2, Z_2, W_2) \in H_{C_1}$, il vient :

$$-\cos \beta_1 \cos(\psi - \theta)(X_2 - X_1) + \cos \beta_1 \sin(\psi - \theta)(Y_2 - Y_1) + \sin \beta_1(W_2 - W_1) = 0,$$

d'où il ressort : $W_2 - W_1 = -\frac{\cos \beta_1}{\sin \beta_1} [\cos(\psi - \theta)(X_2 - X_1) - \sin(\psi - \theta)(Y_2 - Y_1)]$.

Par ailleurs, on a par définition : $(d_{1,2})^2 = (X_2 - X_1)^2 + (Y_2 - Y_1)^2 + (W_2 - W_1)^2 = \rho^2 + (W_2 - W_1)^2$,

avec : $X_2 - X_1 = \rho \cos \theta$ et $Y_2 - Y_1 = \rho \sin \theta$.

Il vient donc : $(W_2 - W_1)^2 = \rho^2 \left(\frac{\cos \beta_1}{\sin \beta_1} \right)^2 \left[\cos(\psi - \theta) \cos \theta - \sin(\psi - \theta) \sin \theta \right]^2$,

$$\text{i.e. } (W_2 - W_1)^2 = \rho^2 \left(\frac{\cos \beta_1}{\sin \beta_1} \right)^2 \cos^2 \psi.$$

Pour terminer, nous arrivons à : $(d_{1,2})^2 = \rho^2 + (W_2 - W_1)^2 = \rho^2 \left(1 + \frac{\cos^2 \beta_1 \cos^2 \psi}{\sin^2 \beta_1} \right)$,

$$\text{i.e. } (d_{1,2})^2 = \rho^2 \frac{\cos^2 \beta_1 \cos^2 \psi + \sin^2 \beta_1}{\sin^2 \beta_1}.$$

Remarque sur le concept de **vitesse** d'un mobile ponctuel M dans l'espace platonicien :

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** $\vec{v} = \frac{d\vec{M}}{dT}$ d'un mobile M quelconque est de la

forme :

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

avec φ quelconque,

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

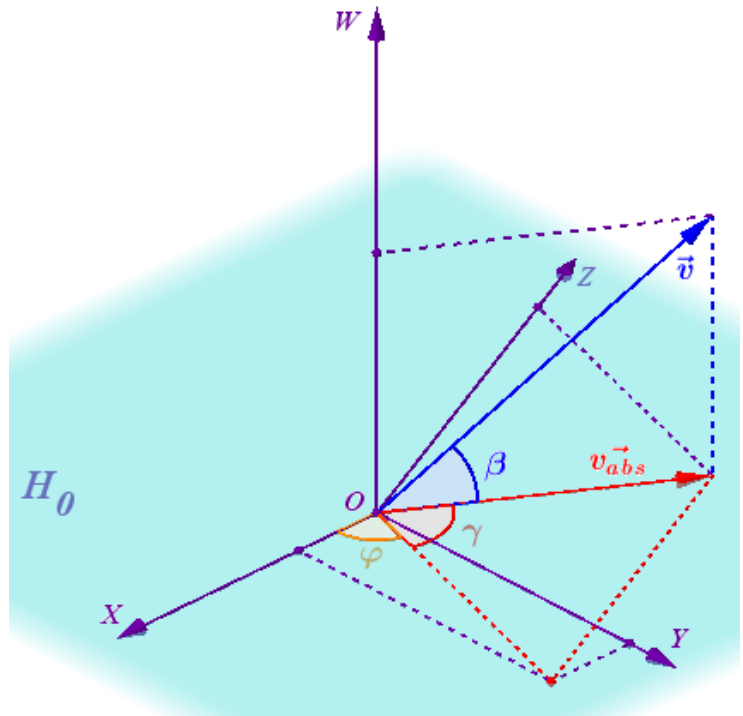
Sa **vitesse absolue** est donnée par:

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

de **norme égale à** $\cos \beta$.

Pour le vecteur \vec{v}_1 de ce paragraphe,

on a $\gamma = 0$ et $\varphi = \theta + \pi - \psi$.



9.2. Formules utilisées pour l'obtention des données théoriques de référence dans les simulations

Les résultats des simulations sont comparés aux trajectoires elliptiques théoriques de deux corps C'_1 et C'_2 en interaction gravitationnelle. Compte-tenu des vitesses considérées, faibles par rapport à celle de la lumière, les calculs sont effectués à partir des lois de la mécanique classique.

Les données utilisées sont : la distance au périastre d_p , l'excentricité commune e , les masses au repos m_1 et m_2 .

À partir de ces éléments, on obtient :

- les vitesses des deux corps au périastre :

$$v_{1p} = m_2 \sqrt{\frac{G(1+e)}{d_p(m_1+m_2)}}, \quad v_{2p} = m_1 \sqrt{\frac{G(1+e)}{d_p(m_1+m_2)}};$$

- les vitesses des deux corps à l'apoastre :

$$v_{1a} = m_2(1-e) \sqrt{\frac{G}{d_p(m_1+m_2)(1+e)}}, \quad v_{2a} = m_1(1-e) \sqrt{\frac{G}{d_p(m_1+m_2)(1+e)}};$$

- la distance à l'apoastre : $d_a = d_p \frac{1+e}{1-e}$;

- la période de révolution (en secondes): $p_r = 2\pi \sqrt{\frac{d_p^3}{G(m_1+m_2)(1-e)^3}}$;

- les demi-axes des ellipses parcourues par C'_1 et C'_2 :

$$a_1 = \frac{m_2}{m_1+m_2} \frac{d_p}{1-e} \quad \text{et} \quad b_1 = \frac{m_2}{m_1+m_2} d_p \sqrt{\frac{1+e}{1-e}},$$

$$a_2 = \frac{m_1}{m_1+m_2} \frac{d_p}{1-e} \quad \text{et} \quad b_2 = \frac{m_1}{m_1+m_2} d_p \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}.$$

Les résultats des simulations et les comparaisons entre les résultats de référence et les résultats des simulations sont effectuées dans le paragraphe suivant.

9.3. Résultats des simulations et comparaisons aux résultats de référence

Les copies d'écran ci-après ont été obtenues à partir du fichier Excel joint. Seuls les données, résultats finaux, vérifications et les pas de calcul 0 et 1 sont affichés ici. Les numéros entre crochets ([10], [2], ...) sur la ligne 17 renvoient aux formules utilisées. Les commentaires associés sont au paragraphe 6.

9.3.1. Système Soleil-Terre

Données et calculs théoriques										
Corps C'1			Corps C'2			Système		Constantes		Temps abs dT (m) ("dT _a ")
Masse (kg) ("m ₁ "):	1,9884E+30	Masse (kg) ("m ₂ "):	5,9722E+24	Excentricité ("e"):	0,01671022	G ("G"):	c ("c"):	4,73033E+11		
Δw01 (m) ("w1"):	1,11156E-72	Δw02 (m) ("w2"):	3,70085E-67	Périastre (m) ("dp"):	1,47098E+11	6,67428E-11	299792458			
v1 périastre (m/s) ("v1p"):	0,090966006	v2 périastre (m/s) ("v2p"):	30286,46162	Apoastre (m) ("da"):	1,52098E+11	h ("h"):	6,62607E-34			
v1 apoastre (m/s) ("v1a"):	0,087975848	v2 apoastre (m/s) ("v2a"):	29290,91062	Période rév. (j) ("pr"):	365,2578657	Observateur				
v1p/c:	3,0343E-10	v2p/c:	0,000101025			α ("alp"):	dt (j) ("dt"):	0,018262349		
							01 max (6,2831853)		6,2831853	
Nbre de pas	Nbre de jours	β1	β2	ρ	ρ1	ρ2	01	02	ψ	
0	0	1,570796326	1,570695302	1,47098E+11	441810,7418	1,47098E+11	0	3,141592654	1,570796327	
1	0,018262349	1,570796326	1,570695302	1,47098E+11	441810,7418	1,47098E+11	0,000324873	3,141917526	1,570790987	

Vérifications des résultats de la simulation														
Système				Période de révolution			Corps C'1 & C'2							
Excent. Simul.	Distances théoriques (m)		Distances simulées (m)		Erreurs (%)		Théorique (j)		Simulée (j)		Erreur (%)			
0,016722729	Périastre (m)	1,47098E+11	ρ min =	1,47096E+11	-0,001705223	365,2578656526	365,2475881239	-0,002813773	v1 périastre (m/s) =	0,090966006	v1 max =	0,090967426	0,001561339	
Erreur (%)	Apoastre (m)	1,52098E+11	ρ max =	1,52099E+11	0,00079725				v1 apoastre (m/s) =	0,087975848	v1 min =	0,087968569	-0,00827356	
0,074857924									v2 périastre (m/s) =	30286,46162	v2 max =	30286,96555	0,001663872	
									v2 apoastre (m/s) =	29290,91062	v2 min =	29290,67105	-0,000817926	
									Demi axes théoriques (m)		Demi axes simulés (m)		Erreurs (%)	
									a1 =	449318,9605	a1 =	449317,0146	-0,000433078	
									b1 =	449256,2241	b1 =	449254,1845	-0,000453995	
									a2 =	1,49597E+11	a2 =	1,49597E+11	-0,000433078	
									b2 =	1,49577E+11	b2 =	1,49576E+11	-0,000453995	
d01 [10]	d02	d01 [2]	d02 [2]	dp [6]	dp1 [7]	dp2 [7]	dwp [9]	v1 (m/s)	v2 (m/s)	X1	Y1	ΔW1	X2	
0,000324873	0,000324873	5,93928E-30	1,97744E-24	2,92738E-09	8,79243E-15	2,92737E-09	-5,33948E-06	0,090966028	30286,46162	441810,7418	0	0	-1,47098E+11	
0,000324873	0,000324873	5,17695E-19	1,72363E-13	255,1642804	0,000766389	255,163514	-5,33948E-06	0,090966028	30286,46162	441810,7185	143,5325263	4,73033E+11	-1,47098E+11	

9.3.2. Système Soleil-Mercure

Données et calculs théoriques										
Corps C'1			Corps C'2			Système		Constantes		Temps abs dT (m) ("dT _a ")
Masse (kg) ("m ₁ "):	1,9884E+30	Masse (kg) ("m ₂ "):	3,3011E+23	Excentricité ("e"):	0,20563069	G ("G"):	c ("c"):	1,13014E+11		
Δw01 (m) ("w1"):	1,11156E-72	Δw02 (m) ("w2"):	6,6954E-66	Périastre (m) ("dp"):	46001272000	6,67428E-11	299792458			
v1 périastre (m/s) ("v1p"):	0,009791094	v2 périastre (m/s) ("v2p"):	58976,13115	Apoastre (m) ("da"):	69817079542	h ("h"):	6,62607E-34			
v1 apoastre (m/s) ("v1a"):	0,006451183	v2 apoastre (m/s) ("v2a"):	38858,3577	Période rév. (j) ("pr"):	87,96969311	Observateur				
v1p/c:	3,2659E-11	v2p/c:	0,000196723			α ("alp"):	dt (j) ("dt"):	0,004363143		
							01 max (6,2831853)		6,2831853	
Nbre de pas	Nbre de jours	β1	β2	ρ	ρ1	ρ2	01	02	ψ	
0	0	1,570796327	1,570599604	46001272000	7637,033484	46001264363	0	3,141592654	1,570796327	
1	0,004363143	1,570796327	1,570599604	46001272000	7637,033484	46001264363	0,000483305	3,142079599	1,570713895	

Vérifications des résultats de la simulation														
Système				Période de révolution			Corps C'1 & C'2							
Excent. Simul.	Distances théoriques (m)		Distances simulées (m)		Erreurs (%)		Théorique (j)		Simulée (j)		Erreur (%)			
0,205657949	Périastre (m)	46001272000	ρ min =	46001272000	0	87,9696931052	87,2628566803	-0,803499933	v1 périastre (m/s) =	0,009791094	v1 max =	0,009791136	0,000431751	
Erreur (%)	Apoastre (m)	69817079542	ρ max =	69821053962	0,005692618				v1 apoastre (m/s) =	0,006451183	v1 min =	0,006472224	0,32614967	
0,013256107									v2 périastre (m/s) =	58976,13115	v2 max =	58976,13115	-1,18066E-11	
									v2 apoastre (m/s) =	38858,3577	v2 min =	38854,87164	-0,0089712	
									Demi axes théoriques (m)		Demi axes simulés (m)		Erreurs (%)	
									a1 =	9613,958379	a1 =	9614,288291	0,003431598	
									b1 =	9408,504858	b1 =	9408,772649	0,002846269	
									a2 =	57909166157	a2 =	57911153367	0,003431598	
									b2 =	56671627821	b2 =	56673240848	0,002846269	
d01 [10]	d02	d01 [2]	d02 [2]	dp [6]	dp1 [7]	dp2 [7]	dwp [9]	v1 (m/s)	v2 (m/s)	X1	Y1	ΔW1	X2	
0,000483305	0,000483305	8,02E-31	4,83081E-24	1,36191E-09	2,26101E-16	1,36191E-09	-8,24315E-05	0,009791136	58976,13115	7637,033484	0	0	-46001264363	
0,000483305	0,000483305	1,07922E-18	6,50061E-12	1832,663928	0,000304255	1832,663624	-8,24315E-05	0,009791136	58976,13115	7637,032592	3,691018624	1,13014E+11	-46001258990	

9.3.3. Système Soleil-Neptune

Données et calculs théoriques										
Corps C'1			Corps C'2			Système		Constantes		Temps abs dT
Masse (kg) ("_m1") :	1,9884E+30	Masse (kg) ("_m2") :	1,0243E+26	Excentricité ("e") :	0,00858587	G ("G") :	c ("_c") :	7,78161E+13		
Δw01 (m) ("_w1") :	1,11156E-72	Δw02 (m) ("_w2") :	2,15778E-68	Périastre (m) ("dp") :	4,45294E+12	6,67428E-11	299792458			
v1 périastre (m/s) ("_v1p") :	0,282422503	v2 périastre (m/s) ("_v2p") :	5482,465154	Apoastre (m) ("da") :	4,53007E+12	h ("h") :	6,62607E-34			
v1 apoastre (m/s) ("_v1a") :	0,277614102	v2 apoastre (m/s) ("_v2a") :	5389,12311	Période rév. (j) ("pr") :	60088,11528	Observateur				
_v1p/c :	9,4206E-10	_v2p/c :	1,82875E-05			α ("alp") :	dt (j) ("dt") :			
						1,570796327	3,004244579			
						01 max (6,2831853)				
						6,2831853				
Nbre de pas	Nbre de jours	β1	β2	ρ	ρ1	ρ2	01	02	ψ	
0	0	1,570796326	1,57078039	4,45294E+12	229375998,1	4,45271E+12	0	3,141592654	1,570796327	
1	3,004244579	1,570796326	1,57078039	4,45294E+12	229375998,1	4,45271E+12	0,000319595	3,141912249	1,570796306	

Vérifications des résultats de la simulation																		
Système						Corps C'1 & C'2												
Excent. Simul.	Distances théoriques (m)			Distances simulées (m)		Erreurs (%)		Période de révolution			Vitesses théoriques (m/s)		Vitesses simulées (m/s)		Erreurs (%)			
0,008592268	Périastre (m)	4,45294E+12	ρ min =	4,4529E+12	-0,000862503	Théorique (j)		Simulée (j)		Erreur (%)		v1 périastre(m/s) =	0,282422503	v1 max =	0,282424294	0,000634141		
Erreur (%)	Apoastre (m)	4,53007E+12	ρ max =	4,53009E+12	0,00041727	60088,1152773364	60084,8915884434	-0,005364936	v1 apoastre(m/s) =	0,277614102	v1 min =	0,277633246	0,0008696017	v2 périastre(m/s) =	5482,465154	v2 max =	5482,511835	0,000851456
0,07452256									v2 apoastre(m/s) =	5389,12311	v2 min =	5389,100327	-0,000422762					
						Durée propre Δt1 écoulée pour C1 (j):		60084,891588423200			Demi axes théoriques (m)		Demi axes simulés (m)		Erreurs (%)			
						Durée propre Δt2 écoulée pour C2 (j):		60084,891578567700			a1 =	231362445,9	a1 =	231361943,6	-0,000217122			
											b1 =	231353918,1	b1 =	231353403,1	-0,000222618			
											a2 =	4,49127E+12	a2 =	4,49126E+12	-0,000217122			
											b2 =	4,49111E+12	b2 =	4,49111E+12	-0,000222618			
d01 [10]	d02	dβ1 [2]	dβ2 [2]	dp [6]	dp1 [7]	dp2 [7]	dv [9]	v1 (m/s)	v2 (m/s)	X1	Y1	ΔW1	X2					
0,000319595	0,000319595	1,82863E-29	3,54978E-25	8,71778E-08	4,49063E-12	8,71733E-08	-2,72064E-06	0,282422497	5482,465154	229375998,1	0	0	-4,45271E+12					
0,000319595	0,000319595	8,12153E-19	1,57657E-14	3871,854822	0,199443603	3871,655379	-2,72064E-06	0,282422497	5482,465154	229375986,3	73307,48325	7,78161E+13	-4,45271E+12					

9.3.4. Système Terre-Lune

Données et calculs théoriques										
Corps C'1			Corps C'2			Système		Constantes		Temps abs dT
Masse (kg) ("_m1") :	5,9736E+24	Masse (kg) ("_m2") :	7,3477E+22	Excentricité ("e") :	0,0549	G ("G") :	c ("_c") :	35280194500		
Δw01 (m) ("_w1") :	3,69998E-67	Δw02 (m) ("_w2") :	3,00804E-65	Périastre (m) ("dp") :	363104000	6,67428E-11	299792458			
v1 périastre (m/s) ("_v1p") :	13,15742816	v2 périastre (m/s) ("_v2p") :	1069,684566	Apoastre (m) ("da") :	405288762,7	h ("h") :	6,62607E-34			
v1 apoastre (m/s) ("_v1a") :	11,7879281	v2 apoastre (m/s) ("_v2a") :	958,3457043	Période rév. (j) ("pr") :	27,2596999	Observateur				
_v1p/c :	4,38885E-08	_v2p/c :	3,56808E-06			α ("alp") :	dt (j) ("dt") :			
						1,570796327	0,001362061			
						01 max (6,2831853)				
						6,2831853				
Nbre de pas	Nbre de jours	β1	β2	ρ	ρ1	ρ2	01	02	ψ	
0	0	1,570796283	1,570792759	363104000	4412014,699	358691985,3	0	3,141592654	1,570796327	
1	0,001362061	1,570796283	1,570792759	363104000	4412014,699	358691985,3	0,000350949	3,141943603	1,570778062	

Vérifications des résultats de la simulation																		
Système						Corps C'1 & C'2												
Excent. Simul.	Distances théoriques (m)			Distances simulées (m)		Erreurs (%)		Période de révolution			Vitesses théoriques (m/s)		Vitesses simulées (m/s)		Erreurs (%)			
0,054941705	Périastre (m)	363104000	ρ min =	363082375,3	-0,005955516	Théorique (j)		Simulée (j)		Erreur (%)		v1 périastre(m/s) =	13,15742816	v1 max =	13,1581533	0,00551235		
Erreur (%)	Apoastre (m)	405288762,7	ρ max =	405298532,1	0,002410481	27,2596999009	27,2412179556	-0,067799519	v1 apoastre(m/s) =	11,7879281	v1 min =	11,78761604	-0,002647277	v2 périastre(m/s) =	1069,684566	v2 max =	1069,74352	0,00551306
0,075964578									v2 apoastre(m/s) =	958,3457043	v2 min =	958,3204584	-0,002634322					
						Durée propre Δt1 écoulée pour C1 (j):		27,241217955573			Demi axes théoriques (m)		Demi axes simulés (m)		Erreurs (%)			
						Durée propre Δt2 écoulée pour C2 (j):		27,241217955413			a1 =	4668304,622	a1 =	4668232,397	-0,001542871			
											b1 =	4661264,155	b1 =	4661181,529	-0,001772605			
											a2 =	379528076,7	a2 =	37952221,1	-0,001542871			
											b2 =	378955694,4	b2 =	378948977	-0,001772605			
d01 [10]	d02	dβ1 [2]	dβ2 [2]	dp [6]	dp1 [7]	dp2 [7]	dv [9]	v1 (m/s)	v2 (m/s)	X1	Y1	ΔW1	X2					
0,000350949	0,000350949	8,94421E-28	7,27155E-26	7,8061E-12	9,48506E-14	7,71125E-12	-1,82644E-05	13,15742818	1069,684566	4412014,699	0	0	-358691985,3					
0,000350949	0,000350949	2,66679E-16	2,16807E-14	2,32745201	0,028280472	2,299171538	-1,82644E-05	13,15742818	1069,684566	4412014,427	1548,393242	35280194500	-358691985,3					

9.3.5. Pulsar PSR B1913+16(version A)

Ces deux derniers systèmes ont été simulés dans le but de montrer que la modélisation quantifiée proposée dans cet article reste cohérente avec les lois classiques de la gravitation pour des vitesses au périastre importantes (proche de 0,0015c pour le corps C'2).

L'excentricité est d'environ 0,627 dans la version A (excentricité proche de celle mesurée réellement) et, artificiellement, de 0,01 dans le second. Cette seconde version permet de souligner l'influence de l'excentricité sur la marge d'erreur liée à la période de révolution (environ 2,58% pour la version A mais seulement 0,0027% pour la version B).

Données et calculs théoriques										
Corps C'1			Corps C'2			Système		Constantes		Temps abs dT
Masse (kg) ("m1") :	2,86608E+30	Masse (kg) ("m2") :	2,75731E+30	Excentricité ("e") :	0,62712	G ("G") :	c ("c") :			
Δw01 (m) ("w1") :	7,71165E-73	Δw02 (m) ("w2") :	8,01585E-73	Périastre (m) ("dp") :	765270000	6,67428E-11	299792458			440346368
v1 périastre (m/s) ("v1p") :	438017,7101	v2 périastre (m/s) ("v2p") :	455295,8299	Apoastre (m) ("da") :	3339374926	h ("h") :		6,62607E-34		
v1 apoastre (m/s) ("v1a") :	100378,6099	v2 apoastre (m/s) ("v2a") :	104338,1613	Période rév. (j) ("pr") :	0,34900613	Observateur				
v1p/c :	0,00146107	v2p/c :	0,001518703			α ("alp") :		dt (j) ("dt") :		
						1,570796327		1,70004E-05		
										01 max (6,2831853)
										6,2831853
Nbre de pas	Nbre de jours	β1	β2	ρ	ρ1	ρ2	01	02	ψ	
0	0	1,569335256	1,569277623	765270000	375234224	390035776	0	3,141592654	1,570796327	
1	1,70004E-05	1,569335256	1,569277623	765270000	375234224	390035776	0,0017146	3,143307254	1,570135493	

Vérifications des résultats de la simulation																	
Système						Corps C'1 & C'2											
Excent. Simul.	Distances théoriques (m)		Distances simulées (m)		Erreurs (%)	Période de révolution			Vitesses théoriques (m/s)		Vitesses simulées (m/s)		Erreurs (%)				
0,626891717	Périastre (m)	765270000	ρ min =	765270000	0	Théorique (j)	Simulée (j)	Erreur (%)	v1 périastre(m/s) =	438017,7101	v1 max =	438017,7101	2,47173E-12				
Erreur (%)	Apoastre (m)	3339374926	ρ max =	3336863540	-0,07520527	0,3490061296	0,3400086524	-2,578028421	v1 apoastre(m/s) =	100378,6099	v1 min =	100399,7792	0,02108943				
-0,036401737							Durée propre At1 écoulée pour C1 (j):		0,340008575706		v2 périastre(m/s) =		455295,8299	v2 max =	455295,8299	2,33958E-12	
						Durée propre At2 écoulée pour C2 (j):		0,340008569540		v2 apoastre(m/s) =		104338,1613	v2 min =	104360,1686	0,021092302		
						Demi axes théoriques (m)		Demi axes simulés (m)		Erreurs (%)		a1 =		1006313624	a1 =	1005697921	-0,061184
						b1 =		783840481,6	b1 =	783545681,5	-0,037609708	a2 =		1046008839	a2 =	1045368849	-0,061184
						b2 =		814759984,3	b2 =	814453555,4	-0,037609708						
d01 [10]	d02	dβ1 [2]	dβ2 [2]	dp [6]	dp1 [7]	dp2 [7]	dp [9]	v1 (m/s)	v2 (m/s)	X1	Y1	Δw1	X2				
0,0017146	0,0017146	9,43134E-23	9,80337E-23	8,03778E-11	3,94116E-11	4,09662E-11	-0,000660834	438017,7101	455295,8299	375234224	0	0	-390035776				
0,0017146	0,0017146	1,01744E-09	1,05757E-09	867,1013339	425,1650773	441,9362566	-0,000660834	438017,7101	455295,8299	375233672,5	643376,4696	440345898	-390035202,6				

9.3.6. Pulsar PSR B1913+16 (version B)

Données et calculs théoriques										
Corps C'1			Corps C'2			Système		Constantes		Temps abs dT
Masse (kg) ("m1") :	2,86608E+30	Masse (kg) ("m2") :	2,75731E+30	Excentricité ("e") :	0,01	G ("G") :	c ("c") :			
Δw01 (m) ("w1") :	7,71165E-73	Δw02 (m) ("w2") :	8,01585E-73	Périastre (m) ("dp") :	765270000	6,67428E-11	299792458			104478399
v1 périastre (m/s) ("v1p") :	345098,098	v2 périastre (m/s) ("v2p") :	358710,8952	Apoastre (m) ("da") :	780730000	h ("h") :		6,62607E-34		
v1 apoastre (m/s) ("v1a") :	338264,4723	v2 apoastre (m/s) ("v2a") :	351607,7092	Période rév. (j) ("pr") :	0,080674057	Observateur				
v1p/c :	0,001151123	v2p/c :	0,001196531			α ("alp") :		dt (j) ("dt") :		
						1,570796327		4,03359E-06		
										01 max (6,2831853)
										6,2831853
Nbre de pas	Nbre de jours	β1	β2	ρ	ρ1	ρ2	01	02	ψ	
0	0	1,569645203	1,569599796	765270000	375234224	390035776	0	3,141592654	1,570796327	
1	4,03359E-06	1,569645203	1,569599796	765270000	375234224	390035776	0,000320513	3,141913167	1,570793154	

Vérifications des résultats de la simulation																	
Système						Corps C'1 & C'2											
Excent. Simul.	Distances théoriques (m)		Distances simulées (m)		Erreurs (%)	Période de révolution			Vitesses théoriques (m/s)		Vitesses simulées (m/s)		Erreurs (%)				
0,010006103	Périastre (m)	765270000	ρ min =	765262293,6	-0,00100702	Théorique (j)	Simulée (j)	Erreur (%)	v1 périastre(m/s) =	345098,098	v1 max =	345101,5221	0,000992216				
Erreur (%)	Apoastre (m)	780730000	ρ max =	780731668,1	0,000213654	0,0806740570	0,0806718579	-0,002725825	v1 apoastre(m/s) =	338264,4723	v1 min =	338263,7241	-0,000221164				
0,061027862							Durée propre At1 écoulée pour C1 (j):		0,080671805550		v2 périastre(m/s) =		358710,8952	v2 max =	358714,4544	0,000992213	
						Durée propre At2 écoulée pour C2 (j):		0,080671801335		v2 apoastre(m/s) =		351607,7092	v2 min =	351606,9323	-0,000220957		
						Demi axes théoriques (m)		Demi axes simulés (m)		Erreurs (%)		a1 =		379024468,7	a1 =	379022988,3	-0,00039058
						b1 =		379005517	b1 =	379004013,6	-0,000396685	a2 =		393975531,3	a2 =	393973992,5	-0,00039058
						b2 =		393955832	b2 =	393954269,2	-0,000396685						
d01 [10]	d02	dβ1 [2]	dβ2 [2]	dp [6]	dp1 [7]	dp2 [7]	dp [9]	v1 (m/s)	v2 (m/s)	X1	Y1	Δw1	X2				
0,000320513	0,000320513	2,23772E-23	2,32599E-23	1,50251E-11	7,36727E-12	7,65788E-12	-3,17296E-06	345098,098	358710,8952	375234224	0	0	-390035776				
0,000320513	0,000320513	1,15907E-12	1,2048E-12	0,778260098	0,381603628	0,39665647	-3,17296E-06	345098,098	358710,8952	375234204,8	120267,5224	104478329,8	-390035755,9				

10. Conclusion

De façon surprenante, les quelques principes élémentaires absolus sur lesquels repose cette étude offrent, dans le cadre relativiste du modèle platonicien, une approche quantifiée assez correcte des lois classiques de la gravitation.

Dans un premier temps, ces résultats et leur examen peuvent certainement être rapidement affinés à l'aide d'outils informatiques plus performants et plus élaborés que ceux utilisés ici.

Quant à eux, les principes retenus méritent, bien sûr, d'être enrichis et approfondis pour proposer, dans un cadre plus général, une approche bien plus aboutie et plus complète d'une théorie quantique de la gravitation (référentiels d'observation quelconques, prise en compte des fluctuations barycentriques dans le cas de vitesses absolues plus élevées des corps en interaction, recherche d'un couplage avec le modèle standard de la physique des particules, ...).

Quoi qu'il en soit, la voie originale proposée dans cet article semble, à tout le moins, pouvoir favoriser l'émergence de nouvelles et nombreuses interrogations, prometteuses, dans des directions encore inexplorées.

11. 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.

Documentaire de vulgarisation sur le pulsar binaire PSR B1913+16 et sur la relativité générale, 1995.

Any-Chantal Levasseur-Regourd, André Brahic, Thérèse Encrenaz, François Forget, Marc Ollivier et Sylvie Vauclair, Système solaire et planètes, Ellipses, 2009 (ISBN 978-2-7298-4084-6).