



DÉTERMINATION DES VORTEX DE LA GRAVITE QUANTIQUE PAR LA THÉORIE DES ENTITÉS EVTD². DEUXIEME PARTIE : CAS DES VORTEX PROPULSIFS DERRIÈRE CHACUNE DES MASSES

Michel CONTE, Ileana ROȘCA

Résumé: Après la détermination du bi vortex attractif inter masses en gravité quantique (papier I dans ce volume) sont calculés, ici, les profils des nappes des deux vortex propulsifs à l'arrière de chacune des masses. Les volumes d'espace-temps, dans lesquels s'active le phénomène global de gravité quantique holographique relatif à deux masses idéalement isolées, sont donc définissables. Il restera à poursuivre l'étude pour donner une représentation convenable de globalité de la gravité quantique dans la superposition de ses deux effets. **Mots clés:** Espace-temps, Théorie des entités EVTD², OME, Géométrie quantique, Gravité quantique.

1. INTRODUCTION

Ce travail fait suite aux deux précédentes publications d'une part, à « Structuration des entités EVTD² de l'espace-temps : assimilation à la gravitation bi polaire quantique et holographique » [1] et d'autre part, à « Détermination des vortex de la gravité quantique par la théorie des entités EVTD². Première partie : cas du bi vortex attractif entre deux masses » [2].

Dans [2] les enveloppes du bi vortex attractif entre deux masses isolées ont été calculées par leurs traces symétriques autour de l'axe de leurs centres de gravité qui joue le rôle d'axe de symétrie de révolution.

Les résultats obtenus sont en cohérence avec d'une part, la gravité quantique définie à partir de la théorie des entités EVTD² [3] à [7], et d'autre part, en accord avec la connaissance actuelle en ce qui concerne les équipotentiels de la gravitation inter masses.

Ici, il va être question de la détermination calculée des enveloppes de chacun des deux vortex propulsifs qui se positionnent derrière chacune des masses concernées. Cela en ayant, de même que pour le bi vortex attractif : l'axe des centres de gravité des masses comme axe de symétrie de révolution [4] et [5].

2. STRATÉGIE GÉNÉRALE POUR LES CALCULS DES VORTEX PROPULSIFS : APPLICATION POUR CELUI SITUE DERRIÈRE LA MASSE m'

Par continuation avec les précédents travaux on va considérer deux repères trirectangles centrés respectivement sur chacune des masses (m et m'). Ils vont être utilisés pour repérer les différentes entités E où se croisent nécessairement deux équipotentiels menés depuis chacune des masses (Fig. 1). Par souci d'uniformisation chacune des entités E considérées sera respectivement distante de ℓ de la masse m placée en O et de ℓ' de m' située en O' . On choisit d'aligner les coordonnées y et y' avec aussi l'axe des centres de gravité des

masses (Fig. 1) et d est la distance inter masses. Les angles Ω et Ω' sont ceux que font l'axe commun y et y' avec respectivement ℓ et ℓ' .

On peut raisonner en coordonnées sphériques mais il est plus simple de traiter les entités dans le plan yOz (confondu avec le plan $y'O'z'$) car il y a la symétrie de révolution autour de l'axe Oy : ce qui réduit ce problème au niveau d'un seul plan.

On se préoccupe tout d'abord du vortex propulsif derrière la masse m' (Fig. 1, a), c'est-à-dire pour des $y > 3$ m et des y' de valeurs positives. En se reportant à la figure 1, on constate que, par construction géométrique, l'angle que font entre elles les tangentes t et t' est égal, ici, à $(\Omega' - \Omega)$. Par la même démarche que dans [1] et [2] on fait le rapport de cet angle avec la somme des influences ou « poids » de chacune des masses (par l'intermédiaire des équipotentiels respectifs au niveau de l'entité E). Ici nous aurons donc la relation :

$$\frac{(\Omega' - \Omega)\ell \cdot \ell'}{m\ell' + m'\ell} \tag{1}$$

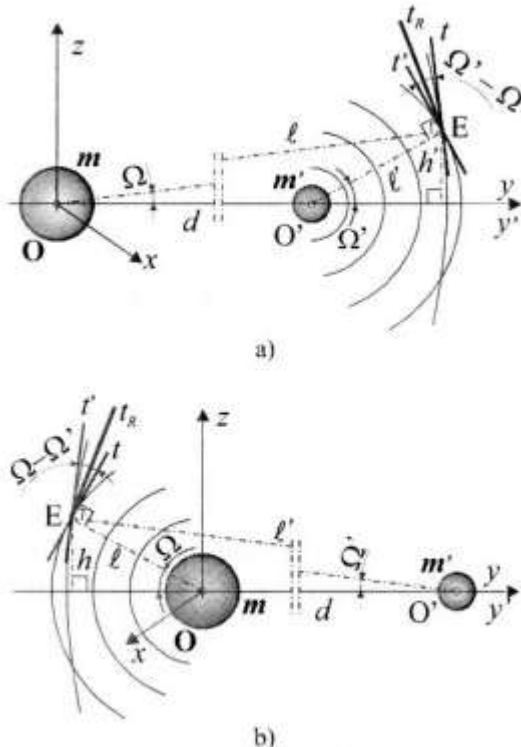


Fig. 1. Une entité EVTD² E à l'intersection des équipotentiels des masses m et m' et distante respectivement de ℓ et ℓ' à chacune d'elle.

Toujours suivant les travaux précédents l'angle α que font t et t_R résulte de la multiplication de (1) par $\frac{m'}{\ell'}$. On obtient alors la relation qui détermine cet angle α :

$$\frac{(\Omega' - \Omega)m' \cdot \ell}{m\ell' + m'\ell} \tag{2}$$

On peut transformer avec $k = \frac{m}{m'}$

$$\frac{(\Omega' - \Omega)}{1 + k \frac{\ell'}{\ell}} \tag{3}$$

On a la relation trigonométrique suivante :

$$\frac{y'}{y} = \frac{\text{tg } \Omega}{\text{tg } \Omega'} \tag{4}$$

De façon identique on fait l'approximation des angles petits (en ayant soin d'exprimer les angles en radian) donnant ainsi l'équivalence entre l'angle, sa tg et son sin . D'où (4) s'écrit :

$$\frac{\Omega}{\Omega'} = \frac{y'}{y} \tag{5}$$

De plus on a : $h' = \ell' \sin \Omega'$ et $h = \ell \sin \Omega$. Pour des angles petits on peut écrire que : $\frac{\ell'}{\ell} = \frac{\sin \Omega}{\sin \Omega'}$ devient $\frac{\ell'}{\ell} = \frac{\Omega}{\Omega'}$; donc avec la relation (5) :

$$\frac{\ell'}{\ell} = \frac{y'}{y} \tag{6}$$

Avec (6) et $y = d + y'$ la relation (3) devient :

$$\frac{(\Omega' - \Omega)}{1 + k \frac{y'}{d + y'}} \tag{7}$$

D'autre part la construction géométrique montre que l'angle que fait la tangente t (à

l'équipotentiel de la masse m en E) avec la normale h' . Celle-ci est menée depuis l'entité E jusqu'à l'axe des yy' . Suivant les mêmes considérations que dans les travaux [1] et [2] on arrive ici à la conclusion que la somme des angles $\Omega + \alpha$, (avec α l'angle entre t et t_R) devra être inférieure ou au plus égale à l'angle Ψ . La valeur de $\frac{\pi}{360}$ rad. a été adoptée par hypothèse comme valeur de cet angle Ψ [1] et [2]. Donc il faut ici écrire une condition pour que la répartition des densités en énergie à l'intérieur de chacune des entités E soit relativement uniforme. Alors ces entités peuvent faire partie d'un des deux vortex propulsifs comme caractéristique de la gravité quantique en EVT D^2 . Il s'agit dans ce cas d'étude du vortex propulsif placé à l'arrière de la masse m' par rapport à l'orientation de la masse m . Après ces considérations cette condition peut s'écrire :

$$\Omega + \frac{(\Omega' - \Omega)}{1 + k \frac{y'}{d + y'}} \leq \Psi. \quad (8)$$

Avec Ω et Ω' exprimés en radian, la relation (8) sera :

$$\frac{\Omega + \Omega k \frac{y'}{d + y'} + (\Omega' - \Omega)}{1 + k \frac{y'}{d + y'}} \leq \Psi. \quad (9)$$

Et l'on aboutit, alors, pour la limite du vortex propulsif à :

$$\Omega' + \Omega k \frac{y'}{d + y'} \leq \Psi \left(1 + k \frac{y'}{d + y'} \right). \quad (10)$$

En divisant cette inégalité (10) par Ω' on a :

$$1 + \frac{\Omega}{\Omega'} k \frac{y'}{d + y'} \leq \frac{\Psi}{\Omega'} \left(1 + k \frac{y'}{d + y'} \right). \quad (11)$$

On utilise encore la relation (5) et $y = d + y'$, ce qui permet depuis (11) d'obtenir :

$$1 + k \left(\frac{y'}{d + y'} \right)^2 \leq \frac{\Psi}{\Omega'} \left(1 + k \frac{y'}{d + y'} \right).$$

(12)

Si l'on pose le rapport : $\frac{y'}{d + y'} = R$, on peut exprimer l'angle Ω' en radian pour sa valeur limite, afin de pouvoir déterminer l'enveloppe du vortex :

$$\Omega' = \Psi \left(\frac{1 + kR}{1 + kR^2} \right). \quad (13)$$

Ensuite pour obtenir les différentes valeurs de h' , correspondantes aux valeurs choisies, ici, de y' il vient avec la même valeur hypothétique de $\Psi = \frac{\pi}{360}$ rad comme dans [2] :

$$h' = y' \operatorname{tg} \Omega' = y' \operatorname{tg} \frac{\pi}{360} \left(\frac{1 + kR}{1 + kR^2} \right). \quad (14)$$

Tableau 1

Rayons des limites du vortex en rapport avec la distance y' derrière la masse m' .

y' [m]	Ω' [rad]	h' [mm]
0,25	0,0105531	2,6384
0,5	0,0117474	5,8738
0,75	0,0124666	9,3502
1	0,0128603	12,8609
1,25	0,013042	16,3029
1,5	0,0130899	19,6353
2	0,012972	25,9446
2,5	0,0127337	31,835
3	0,0124666	37,4007
4	0,0119654	47,8628
10	0,0104012	104,0146

Les résultats obtenus à partir de (14) sont portés dans le tableau 1, on note que Ω' reste toujours petit ce qui conserve la validité des approximations pratiquées. Comme dans [2] la distance d est de 3 m, tandis que $k=3$.

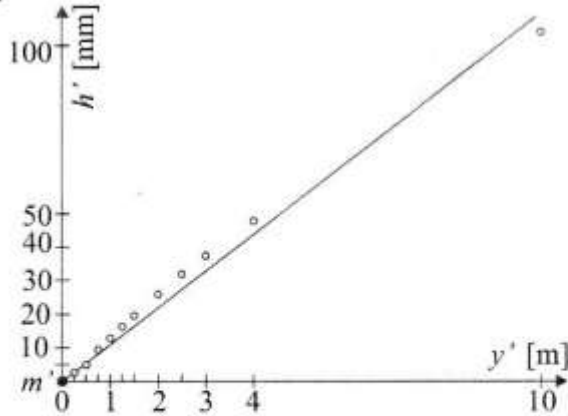


Fig. 2. Mono trace de l'enveloppe du vortex propulsif derrière m' et son axe de symétrie Oy' .

On peut donner schématiquement la forme mono trace de l'enveloppe du vortex propulsif à l'arrière de la masse m' , par rapport à m , sur la figure 2.

3. CALCUL DU VORTEX PROPULSIF SITUÉ DERRIÈRE LA MASSE m

Dans l'autre cas du vortex propulsif derrière m il va falloir adapter les relations de la démarche précédente aux nouvelles spécificités. L'angle entre t et t' devient, ici, égal à la différence $(\Omega - \Omega')$. Si l'on adopte la même démarche la tangente t' est ici la plus près de la direction Eh (normale depuis E à l'axe Oy) il faut considérer l'influence de la masse m en partant de la relation [1] actualisée à cette nouvelle conjoncture. Il vient alors :

$$\frac{(\Omega - \Omega')\ell\ell'}{m\ell' + m'\ell}. \quad (15)$$

Donc en multipliant par le « poids » de m on a :

$$\frac{(\Omega - \Omega')}{1 + k' \frac{\ell}{\ell'}}. \quad (16)$$

Avec $k' = \frac{m'}{m}$, toujours avec l'approximation des angles petits on peut écrire, ici, que le rapport des longueurs ℓ et ℓ' devient égal à :

$\frac{\ell}{\ell'} = \frac{y}{d+y}$, il s'agit en fait de la valeur absolue de y .

D'où la relation (16) prend ici la forme :

$$\frac{(\Omega - \Omega')}{1 + k' \frac{y}{d+y}}. \quad (17)$$

L'expression (17) représente la valeur de l'angle entre t' et t_R .

Suivant la figure 1, b il apparaît qu'il est strictement nécessaire, pour que E soit dans le vortex propulsif, qu'il faille que la somme angulaire entre t' et t_R d'une part plus Ω' d'autre part soit inférieure ou au plus égale à la valeur adoptée pour $\Psi = \frac{\pi}{360}$ rad. D'où la relation analogue précédente (8) devient ici :

$$\Omega' + \frac{(\Omega - \Omega')}{1 + k' \frac{y}{d+y}} \leq \Psi. \quad (18)$$

Par la même procédure en posant : $\frac{|y|}{d+|y|} = N$ et en écourtant les transformations on aboutit à l'expression suivante de la valeur maximale de l'angle Ω :

$$\Omega = \Psi \left(\frac{1 + k' N}{1 + k' N^2} \right). \quad (19)$$

Ensuite pour obtenir, ici, les différentes valeurs de h , correspondantes aux valeurs choisies, dans ce cas, de y il vient : $h = y \operatorname{tg} \Omega$, ou encore :

$$h = y \operatorname{tg} \frac{\pi}{360} \left(\frac{1 + k' N}{1 + k' N^2} \right). \quad (20)$$

La vérification numérique est résumée dans le tableau 2 sachant qu'il s'agit des valeurs absolues pour les y . Ici $k' = \frac{1}{3}$ et $d = 3m$.

Tableau 2
Rayons des limites du vortex en rapport avec la distance y derrière la masse m .

$ y $ [m]	$\Omega \cdot 10^{-3}$ [rad]	h [mm]
0,25	8,9327875	2,2333
0,5	9,0804292	4,5423
0,75	9,1859434	6,8896
1	9,2609307	8,7269
1,5	9,349978	14,0253
2	9,3894295	18,7793
2,5	9,4013869	23,5041
3	9,3979267	28,1945
4	9,3690987	37,4773
10	9,1579467	91,5818

On peut donner schématiquement la forme mono trace de l'enveloppe du vortex propulsif à l'arrière de la masse m par rapport à m' sur la figure 3.

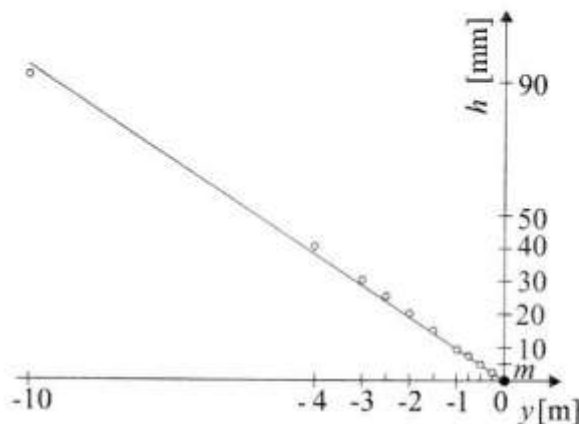


Fig. 3. Mono trace de l'enveloppe du vortex propulsif derrière m et son axe de symétrie Oy

4. CONCLUSION

Ce double effet propulsif, à l'intérieur de chacun des vortex, agit en quelque sorte comme une « pression » de rapprochement inter masses.

Ce double effet à l'arrière de chacune des masses participe ainsi à la gravitation globale mais, peut être jusqu'à preuve du contraire, de façon moindre que le bi-vortex attractif qui se

manifestent entre les masses à la manière d'une « dépressurisation » de l'espace-temps inter masse.

Il est à remarquer que la forme des vortex se présente comme de parfaits cônes dont les origines sont centrés sur chacun des centres des masses.

5. REFERENCES

- [1] Rosca I., Conte M., *Structuration des entités EVTD² de l'espace – temps : assimilation à la gravitation bi polaire quantique et holographique*, Acta Technica Napocensis, Series: Applied Mathematics and Mechanics, 50, Vol.II, 2007
- [2] Conte M., Rosca I. *Détermination des vortex de la gravité quantique par la théorie des entités EVTD². Première partie : cas du bi vortex attractif entre les masses*, Acta Technica Napocensis, Series: Applied Mathematics and Mechanics, article publié dans ce même volume
- [3] Conte M., Rosca I. *Une histoire de famille : Photon, Graviton, X-on et compagnie*, Ed. Triumf, Brasov, Roumanie, 2002
- [4] Conte M., Rosca I. *Physique de Tout. Les EVTD²*, Ed. Graphica, Brasov, Roumanie, 2004
- [5] Conte M., Rosca I. *Theory of quanta double polar gravitation by the theory of EVTD² – As it would be neither force nor a deformation but a space-time's vibratory work*, 9th International Researches / Expert Conference "Trends in Development of Machinery and Associated Technology", TMT 2005 Antalya, Turkey, 26-30 September, 2005,
- [6] Conte M., Rosca I. *Gravité holographique et quantique*, International Workshop Advanced Researches in Computational Mechanics and Virtual Engineering 18-20 October, Brasov, 2006,
- [7] Conte M., Rosca I. Site Internet: <http://www.antigravite.org>.

**Determinarea conului de atracție gravitațională cuantică prin teoria entităților EVTD².
Partea a doua: cazul conului propulsiv din spatele fiecărei mase**

După determinarea conurilor atracției cuantice gravitaționale dintre mase (Determinarea conului de atracție gravitațională cuantică prin teoria entităților EVTD². Partea întâi: cazul conului dublu atractiv dintre mase), a fost calculat profilul pânzelor celor două conuri propulsive din spatele fiecărei dintre mase. Volumele de spațiu-timp în care acționează fenomenul global de gravitație cuantică holografică relativ la cele două mase date sunt, deci definibile.