

La chute libre, une statique ?

Collier de grains, principe d'équivalence et quasi-vortex

Hugues Genvrin

Octobre 2026

Résumé

On examine une idée de l'auteur : un corps en chute libre serait en réalité dans une statique, et ce que l'on observe comme une chute serait une déformation de l'espace. Discrétisée en grains de temps égaux, la chute libre donne un « collier de grains hétérogène » dont les perles suivent la loi des nombres impairs de Galilée. L'idée centrale rejoint le principe d'équivalence d'Einstein : un corps en chute libre ne subit aucune force, et l'universalité de la chute en découle. Nous précisons trois points : la déformation est celle de l'espace-temps, et surtout du temps ; la « statique » est locale ; le mot juste est « mouvement inertiel ». Nous montrons ensuite que la rotation du plan complexe prise dans une homothétie hyperfinie, $\omega = 2^{n\infty}i$, engendre des spirales logarithmiques, image d'un quasi-vortex presque radial, dont le puits est ω^{-1} . Cette image rappelle le modèle de la rivière de la relativité générale, où l'espace s'écoule vers la masse. Enfin, nous comparons trois colliers : celui de la similitude ω , celui de Galilée, et celui de la rivière, dont les perles ne dépendent que de la distance au centre et redonnent exactement la loi de Newton. Le texte est exploratoire : il dégage des correspondances et désigne ce qui manque pour une théorie de la gravité.

Table des matières

1	Introduction	2
2	Le collier de grains de Galilée	2
2.1	La chute discrétisée en grains de temps	2
2.2	La taille des perles en fonction de la distance parcourue	3
3	Le principe d'équivalence	3
3.1	La chute libre sans force	3
3.2	L'universalité de la chute	4
3.3	Deux précisions	4
4	Espace ou espace-temps : le rôle du temps	4
5	Le quasi-vortex de ω	5
5.1	Rotation et homothétie : des spirales logarithmiques	5
5.2	Le puits : ω^{-1}	5
5.3	Comparaison hydrodynamique	6
6	Le modèle de la rivière	6
7	Trois colliers	7

1 Introduction

La question de départ est la suivante.

Dans la chute libre, la déformation jacobienne de l'espace est $dy = g t dt$. On obtient au niveau des grains un « collier de grains hétérogène » entre le point de départ et le point d'arrivée. Cette déformation serait équivalente à une déformation de l'espace pris dans sa dynamique, ce qui expliquerait que la masse n'intervienne pas dans la chute libre : le corps en chute libre serait en réalité dans une statique, et la déformation de l'espace serait équivalente à ce que l'on observe comme une chute.

L'auteur propose d'attribuer cette déformation aux dynamiques de l'espace du grain : la rotation intra-grain, le moment cinétique qui lui est associé, et un quasi-vortex, la dynamique en hélice entre grains de rapport $2^{n\infty}$ (*Le plan complexe animé d'un mouvement de rotation intrinsèque* [1]).

Ce texte examine cette idée avec la physique établie. Il ne propose pas une théorie de la gravité : il dit ce qui, dans l'idée, correspond à des résultats connus, ce qu'il faut préciser, et ce qui manque.

- La section 2 construit le collier de grains et retrouve la loi de Galilée.
- La section 3 relie l'idée au principe d'équivalence, et la section 4 précise que c'est l'espace-temps, et surtout le temps, qui est déformé.
- La section 5 montre que ω engendre un quasi-vortex presque radial, et la section 6 le compare au modèle de la rivière.
- La section 7 compare trois colliers, et la section 8 conclut.

2 Le collier de grains de Galilée

2.1 La chute discrétisée en grains de temps

Un corps lâché sans vitesse initiale tombe selon $y(t) = \frac{1}{2}gt^2$, où y est la distance parcourue vers le bas. Le jacobien de la position par rapport au temps est la vitesse :

$$dy = y'(t) dt = g t dt.$$

Définition 1 (Collier de chute). On découpe le temps en grains égaux de durée τ . La n -ième perle du collier est le segment parcouru pendant le n -ième grain de temps,

$$\Delta y_n = y(n\tau) - y((n-1)\tau), \quad n \geq 1.$$

Proposition 2 (Loi des nombres impairs).

$$\Delta y_n = \frac{g\tau^2}{2} (2n-1).$$

Les perles sont dans le rapport $1 : 3 : 5 : 7 : \dots$

Démonstration. $\frac{g\tau^2}{2} (n^2 - (n-1)^2) = \frac{g\tau^2}{2} (2n-1)$. □

C'est la loi énoncée par Galilée dans les *Discours* de 1638 [3] : en des temps égaux, les espaces parcourus croissent comme les nombres impairs. Le « collier de grains hétérogène » de l'auteur est exactement ce collier.

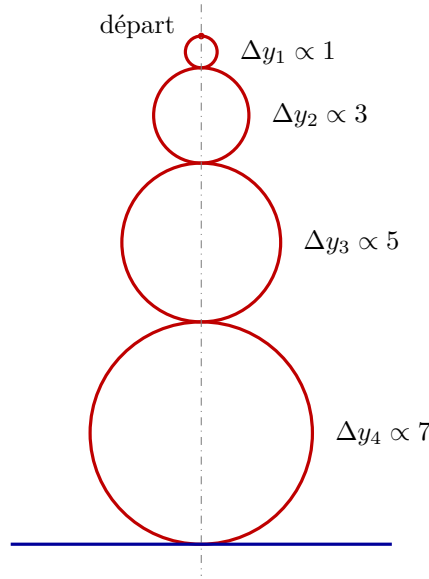


FIGURE 1 – Le collier de chute : en grains de temps égaux, les perles croissent comme 1, 3, 5, 7. Les cercles ont pour diamètre la longueur de la perle.

2.2 La taille des perles en fonction de la distance parcourue

Proposition 3. *Pour un grain de temps τ petit devant la durée de chute, une perle située à la distance y du point de lâcher a pour longueur*

$$\Delta y \simeq \sqrt{2gy} \tau.$$

Démonstration. La vitesse à la distance y est $\sqrt{2gy}$ (conservation de l'énergie), et la perle est la vitesse multipliée par la durée du grain. $\square$

Le collier est donc bien un *grain d'espace variable avec la distance à un pivot*. Mais ce pivot est le *point de lâcher*. Deux corps lâchés de hauteurs différentes passent au même endroit avec des perles de tailles différentes : le collier de Galilée dépend de l'histoire du corps, et non seulement du lieu. Nous y reviendrons en section 7.

3 Le principe d'équivalence

3.1 La chute libre sans force

En 1907, Einstein formule ce qu'il appellera « la pensée la plus heureuse de sa vie » : un observateur qui tombe librement ne ressent pas son propre poids. Dans son voisinage, tout se passe comme en l'absence de pesanteur [4]. La relativité générale en fait un principe : un corps en chute libre ne subit aucune force ; il suit une *géodésique*, la ligne la plus droite possible dans un espace-temps courbé. Ce qui apparaît comme une chute est un effet de la géométrie.

Remarque 4 (Correspondance avec l'idée de l'auteur). L'énoncé « le corps en chute libre est en réalité dans une statique, et la déformation de l'espace est équivalente à ce que l'on observe » est, à une précision près (section 4), le principe d'équivalence.

3.2 L'universalité de la chute

Proposition 5 (Une trajectoire géométrique ne dépend pas de la masse). *Si la trajectoire d'un corps en chute libre est déterminée par la seule géométrie (une géodésique pour des conditions initiales données), elle ne dépend ni de sa masse ni de sa composition.*

Démonstration. L'équation des géodésiques ne fait intervenir que la métrique et les conditions initiales ; aucune propriété du corps n'y figure. $\square$

Toute explication géométrique de la gravité donne donc *automatiquement* la non-implication de la masse que l'auteur cherche à expliquer. Cette universalité est vérifiée expérimentalement avec une grande précision : depuis les balances d'Eötvös jusqu'au satellite MICROSCOPE, qui l'établit à quelques 10^{-15} près [5].

3.3 Deux précisions

Remarque 6 (La statique est locale). On ne peut faire disparaître la pesanteur que dans une petite région. Deux corps qui tombent côte à côte vers le centre de la Terre se rapprochent ; deux corps l'un au-dessus de l'autre s'écartent. Ces *effets de marée* subsistent dans tout référentiel : ce sont eux qui témoignent de la courbure réelle.

Remarque 7 (« Inertiel » plutôt que « statique »). Le corps en chute libre est au repos dans son référentiel local, mais ce référentiel est en mouvement par rapport au sol. Le terme juste est mouvement *inertiel*, ou *géodésique*. « Statique » convient si l'on précise : statique dans le référentiel propre du corps.

4 Espace ou espace-temps : le rôle du temps

L'idée de départ parle d'une déformation de l'*espace*. Il faut préciser qu'en relativité générale, la chute libre ordinaire vient surtout d'une déformation du *temps*.

Proposition 8 (Limite newtonienne). *Dans un champ faible et pour des vitesses petites devant c , la métrique s'écrit, au premier ordre,*

$$ds^2 = -\left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right)c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2}\right)(dx^2 + dy^2 + dz^2),$$

où Φ est le potentiel newtonien. L'équation des géodésiques donne alors $\ddot{\mathbf{x}} = -\nabla\Phi$, et ce terme provient du coefficient de dt^2 , c'est-à-dire de la déformation du temps.

Esquisse. Pour des vitesses petites, l'équation des géodésiques se réduit à $\ddot{x}^i \simeq -c^2 \Gamma_{00}^i$, et $\Gamma_{00}^i = -\frac{1}{2}\partial_i g_{00} = \partial_i \Phi/c^2$ au premier ordre : seule la composante temporelle g_{00} intervient [7]. $\square$

Remarque 9 (Conséquence pour l'idée de départ). Dans un espace courbé où le temps s'écoulerait partout de la même façon, un corps au repos resterait au repos : il ne tomberait pas. Ce qui fait tomber, c'est que le temps s'écoule plus lentement en bas qu'en haut. Ce ralentissement est mesuré : par l'expérience de Pound et Rebka (1960) [6], et quotidiennement par le système GPS, qui doit le corriger.

Remarque 10 (Lecture dans la théorie du grain). Dans le langage de la théorie du grain, l'hétérogénéité du collier se lirait alors comme une variation du *grain de temps* avec la hauteur : à grain de temps propre fixé, l'intervalle de temps lu par un observateur éloigné dépend du lieu, au facteur $1 + \Phi/c^2$ près. Cette lecture est une piste, non un résultat : il resterait à dire comment une masse fait varier le grain de temps.

5 Le quasi-vortex de ω

5.1 Rotation et homothétie : des spirales logarithmiques

L'opérateur $\omega = 2^{n_\infty} i$ du mouvement de rotation intrinsèque [1] compose un quart de tour et une homothétie hyperfinie de même centre, le pivot 0. Écrivons

$$\omega = e^{\lambda+i\mu}, \quad \lambda = n_\infty \ln 2, \quad \mu = \frac{\pi}{2}.$$

Proposition 11 (Les orbites sont des spirales logarithmiques). *Les orbites du groupe à un paramètre $z \mapsto e^{s(\lambda+i\mu)}z$, qui interpole les puissances de ω , sont les courbes*

$$z(s) = z_0 e^{s(\lambda+i\mu)}, \quad \text{soit} \quad r = r_0 e^{(\lambda/\mu)\theta},$$

c'est-à-dire des spirales logarithmiques de centre le pivot. L'angle α entre la spirale et le rayon vérifie

$$\tan \alpha = \frac{\mu}{\lambda} = \frac{\pi}{2n_\infty \ln 2},$$

qui est infinitésimal.

Démonstration. En coordonnées polaires, $r(s) = r_0 e^{\lambda s}$ et $\theta(s) = \theta_0 + \mu s$, d'où $r = r_0 e^{(\lambda/\mu)(\theta - \theta_0)}$. Pour une spirale $r = r_0 e^{k\theta}$, l'angle entre la tangente et le rayon vérifie $\tan \alpha = r/(dr/d\theta) = 1/k = \mu/\lambda$. $\square$

Remarque 12 (Un tourbillon presque radial). La spirale fait un quart de tour pour une dilatation d'un facteur 2^{n_∞} : elle est extrêmement ouverte. L'image n'est pas celle d'un tourbillon serré, mais d'un écoulement presque purement radial, avec une très légère torsion. Le résultat est le même si l'on parcourt les n_∞ niveaux de résolution entre deux strates : $\pi/(2n_\infty)$ de rotation pour un facteur 2 par niveau donnent le même angle. Le mot « quasi-vortex » est juste, à condition de dire que le « quasi » porte sur la rotation.

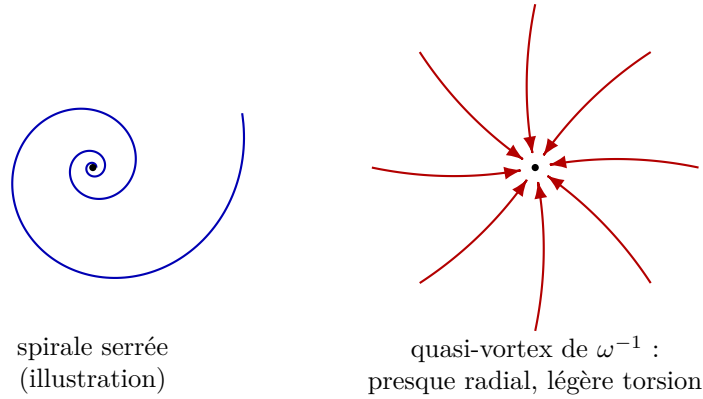


FIGURE 2 – À gauche, une spirale logarithmique serrée, pour fixer l'image. À droite, l'allure du quasi-vortex engendré par ω^{-1} : des lignes presque radiales vers le pivot (au centre), très légèrement tordues (torsion exagérée pour la lisibilité ; elle est infinitésimale).

5.2 Le puits : ω^{-1}

Pour aller vers le pivot, il faut l'opérateur inverse,

$$\omega^{-1} = \frac{1}{2^{n_\infty} i} = -i J, \quad J = 2^{-n_\infty} :$$

un quart de tour et une contraction d'une strate, c'est-à-dire le passage du grain grossier au grain fin. Le quasi-vortex est alors un *puits*. On remarquera que c'est le même opérateur que dans l'écriture $p\psi = \omega^{-1}\psi'(q)$ de l'impulsion quantique (*Du monde du grain au monde expérimental* [2]) ; ce rapprochement est formel.

5.3 Comparaison hydrodynamique

Proposition 13 (Tourbillon-puits). *En hydrodynamique plane, l'écoulement de potentiel complexe*

$$W(z) = -\frac{Q + i\Gamma}{2\pi} \ln z$$

superpose un puits de débit Q et un tourbillon de circulation Γ . Ses lignes de courant sont des spirales logarithmiques $\ln r = -(Q/\Gamma)\theta + \text{cte}$.

Démonstration. Avec $\ln z = \ln r + i\theta$, la partie imaginaire de W vaut $-\frac{1}{2\pi}(\Gamma \ln r + Q\theta)$. Les lignes de courant sont les courbes où elle est constante. $\square$

Les *formes* coïncident : le quasi-vortex de ω a les lignes de courant d'un tourbillon-puits très faiblement tourbillonnaire. Les *vitesse*s, en revanche, diffèrent. Dans le tourbillon-puits, la vitesse décroît comme $1/r$; dans la similitude, elle est proportionnelle à r , donc maximale loin du pivot.

6 Le modèle de la rivière

Il existe en relativité générale une lecture très proche de l'image d'un espace qui s'écoule vers une masse.

Proposition 14 (Coordonnées de Gullstrand–Painlevé). *La géométrie de Schwarzschild, autour d'une masse M sans rotation, peut s'écrire*

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + (dr + v(r) dt)^2 + r^2 d\Omega^2, \quad v(r) = \sqrt{\frac{2GM}{r}},$$

où t est le temps propre des observateurs qui tombent depuis le repos à l'infini. Ces observateurs suivent $dr/dt = -v(r)$: ils sont au repos par rapport à un espace qui s'écoule radialement vers la masse à la vitesse de libération [8, 9, 10].

C'est le *modèle de la rivière* (Hamilton et Lisle, 2008 [10]). Il donne une forme précise à l'idée de l'auteur : un corps qui tombe librement depuis l'infini est *statique par rapport à l'espace qui s'écoule*.

Remarque 15 (La torsion : masses en rotation). Pour une masse en rotation (géométrie de Kerr), la rivière ne fait pas que s'écouler : elle se *tord* [10]. C'est l'entraînement des référentiels (effet Lense–Thirring), mesuré autour de la Terre par Gravity Probe B [11]. Un écoulement surtout radial avec une légère torsion, c'est la forme du quasi-vortex de ω .

Remarque 16 (Ce qui diffère du quasi-vortex de ω). 1. *Le profil.* La rivière coule à $v(r) = \sqrt{2GM/r}$, plus vite près du centre ; la similitude ω a une vitesse proportionnelle à r , plus rapide loin du centre.

2. *La torsion.* Une masse sans rotation ne tord pas la rivière ; le mouvement de rotation intrinsèque, lui, est présent partout. Il faudrait expliquer pourquoi la torsion n'apparaît qu'autour d'une masse en rotation.

7 Trois colliers

La question de l'auteur, « dans la chute libre, n'a-t-on pas un grain variable avec la distance au pivot ? », reçoit une réponse précise si l'on compare trois colliers, à grain de temps τ fixé.

Proposition 17 (Le collier de la rivière redonne Newton). *Le long de l'écoulement $dr/dt = -\sqrt{2GM/r}$:*

1. *une perle a pour longueur $\Delta r \simeq \sqrt{2GM/r} \tau$: elle ne dépend que de la distance r au centre de la masse ;*
2. *l'accélération vaut exactement $\ddot{r} = -GM/r^2$: c'est la loi de Newton.*

Démonstration. Le point 1 est la vitesse multipliée par τ . Pour le point 2, avec $\dot{r} = -\sqrt{2GM} r^{-1/2}$,

$$\ddot{r} = \frac{d\dot{r}}{dr} \dot{r} = \left(\frac{1}{2}\sqrt{2GM} r^{-3/2}\right) \left(-\sqrt{2GM} r^{-1/2}\right) = -\frac{GM}{r^2}.$$

□

collier	pivot	taille des perles	sens de croissance
similitude ω (rotation et homothétie)	centre de la spirale	proportionnelle à r	en s'éloignant
Galilée (lâcher au repos)	point de lâcher	$\sqrt{2gy} \tau$, y distance parcourue	en descendant
rivière (chute depuis l'infini)	centre de la masse	$\sqrt{2GM/r} \tau$	en approchant du centre

TABLE 1 – Trois colliers à grain de temps fixé.

Remarque 18 (Lecture). — Le collier de Galilée est un grain variable avec la distance au *point de lâcher* : il dépend de l'histoire du corps.

- Le collier de la rivière est un grain variable avec la distance au *centre de la masse* : il ne dépend que du lieu. C'est une propriété de l'espace, et elle redonne exactement la loi de Newton.
- La similitude ω donne la *forme* (un écoulement presque radial vers un pivot), mais pas le *profil* : ses perles croissent dans le mauvais sens.

Près du sol et sur de petites hauteurs, $g = GM/R^2$ est presque constant, et toutes les chutes ont la même accélération : les colliers de Galilée et de la rivière ne diffèrent que par la vitesse initiale, c'est-à-dire par le choix de la géodésique dans une même géométrie.

8 Synthèse et questions ouvertes

Ce qui est établi.

- Le collier de grains hétérogène est la loi des nombres impairs de Galilée.
- L'idée d'une chute libre « statique », effet de la déformation de l'espace, est le principe d'équivalence ; la non-implication de la masse en découle automatiquement.
- La déformation est celle de l'espace-temps, et, pour la gravité ordinaire, surtout celle du temps ; la statique est locale.

- La rotation du plan complexe prise dans une homothétie hyperfinie engendre des spirales logarithmiques presque radiales : un quasi-vortex dont le puits est ω^{-1} , de même forme qu'un tourbillon-puits faiblement tourbillonnaire.
- Le modèle de la rivière réalise l'image d'un espace qui s'écoule vers la masse ; son collier ne dépend que de la distance au centre et redonne exactement la loi de Newton.

Ce qui manque.

- *Le profil.* Le quasi-vortex de ω a une vitesse proportionnelle à r ; la gravité demande $\sqrt{2GM/r}$. Il faudrait un grain variable avec la distance au pivot, et dire pourquoi une masse M produit ce profil-là.
- *Le temps.* Il faudrait dire quel est le grain de temps de l'écoulement, et comment une masse le fait varier.
- *La torsion.* Elle ne devrait apparaître qu'autour des masses en rotation, alors que le mouvement de rotation intrinsèque est partout.
- *L'objection historique.* Descartes expliquait la gravité par des tourbillons ; Newton a montré, au livre II des *Principia*, que de tels tourbillons ne reproduisent pas les lois de Kepler [12]. Une théorie en vortex doit lever cette objection, ce que le modèle de la rivière fait parce qu'il est une réécriture exacte de la relativité générale.

Questions ouvertes.

1. Peut-on construire, dans la théorie du grain, un grain d'espace (ou de temps) variable en $r^{-1/2}$ autour d'un pivot, et le relier à une masse ?
2. La faible torsion du quasi-vortex de ω peut-elle être liée à la rotation d'une masse, comme l'entraînement des référentiels ?
3. Le collier de Galilée en grains de temps égaux peut-il se réinterpréter comme un collier de grains d'espace égaux et de grains de temps inégaux, ce qui ferait de la chute une affaire de temps ?

Références

- [1] H. Genvrin, *Le plan complexe animé d'un mouvement de rotation intrinsèque*, manuscrit, 2026.
- [2] H. Genvrin, *Du monde du grain au monde expérimental*, manuscrit, 2026.
- [3] G. Galilei, *Discorsi e dimostrazioni matematiche intorno a due nuove scienze*, Leyde, 1638 (troisième journée).
- [4] A. Einstein, « Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen », *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik* **4** (1907), 411–462.
- [5] P. Touboul et al., « MICROSCOPE mission : final results of the test of the equivalence principle », *Phys. Rev. Lett.* **129** (2022), 121102.
- [6] R. V. Pound, G. A. Rebka, « Apparent weight of photons », *Phys. Rev. Lett.* **4** (1960), 337–341.
- [7] C. W. Misner, K. S. Thorne, J. A. Wheeler, *Gravitation*, Freeman, 1973.
- [8] P. Painlevé, « La mécanique classique et la théorie de la relativité », *C. R. Acad. Sci.* **173** (1921), 677–680.
- [9] A. Gullstrand, « Allgemeine Lösung des statischen Einkörperproblems in der Einsteinschen Gravitationstheorie », *Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik* **16** (1922).

- [10] A. J. S. Hamilton, J. P. Lisle, « The river model of black holes », *Am. J. Phys.* **76** (2008), 519–532.
- [11] C. W. F. Everitt et al., « Gravity Probe B : final results of a space experiment to test general relativity », *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011), 221101.
- [12] I. Newton, *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*, Londres, 1687 (livre II, section IX).