Gravitation cosmique

ou

La gravitation sous le régime de la symétrie centrale et cosmique

Peter Wolff
www.wolff.ch

1 Introduction

Il s'agit d'une explication de l'idée-clé de la théorie du potentiel cosmique (TPC), d'une cosmologie sans big bang et sans matière noire et sans énergie sombre, en prenant la théorie de la gravitation de Newton comme point de départ. Cette accès à la TPC est justifié du fait que ma propre modification de la gravitation concerne Kepler et Newton et donc la théorie de la RG (relativité générale) aussi, qui c'est pourquoi perd son bienfondé sur les grandes échelles ou bien avec des intensités de champ mineures.

Depuis longtemps, la gravitation est connue pour sa capacité d'attirer tant des pierres, tant des pommes vers la terre et on a à fur et à mesure compris qu'elle rattache de même des lunes et des planètes à leurs corps maîtres, des systèmes solaires entiers à leurs galaxies et qu'elle assure même la cohésion d'amas de galaxies entiers : dans tous les cas, il s'agit de systèmes qui montrent approximativement une symétrie centrale plus ou moins prononcée.

Seulement au moment où on a recours à une tentative visant la description du cosmos en tant qu'ensemble les approches basées sur la symétrie centrale avec des centres bien visibles ne sont plus applicables, car le cosmos, sur des échelles assez grandes, paraît se présenter homogène et isotrope partout. Ce fait porte la désignation **postulat cosmique** ou principe cosmologique. La symétrie y relative s'appelle **symétrie cosmique** du fait qu'elle s'applique au cosmos en tant qu'ensemble, est-elle donc maximale du fait de préconiser une qualité équivalente et sans distinction pour tous les points du cosmos. Ce cosmos modèle ne serait rempli que d'un substrat cosmique homogène/isotrope avec la densité ρ n'exerçant rien d'autre qu'une interaction gravitationnelle.

L'objectif principal est de démontrer de quelle manière la gravitation locale doit se manifester sous le régime de la symétrie cosmique, donc sur des échelles très grandes : il faut qu'elle se présente comme une **décélération cosmique**. La symétrie cosmique implique des conséquences de taille pour la notion de la force et du potentiel de Newton déjà : contrairement au principe appliqué dans la physique „classique“, les forces et potentiels de principe ne peuvent être définis qu'en les mettant en relation avec des „particules témoins“ du fait que la symétrie cosmique ne peut point présenter des points absolument définis. De ce fait, le potentiel cosmique de la TPC ne correspond pas à la notion classique du potentiel et la métrique de la TPC étant déduite des considérations sur la fusée d'équivalence ne correspond à aucune métrique courante de la RG (cf. Annexes A, B et C). Commençons avec les notions fondamentales de la théorie de la gravitation locale connues pour nous rappeler les bases :

2 La loi de la gravitation de Kepler et Newton

La loi de l'attraction universelle pour deux masses ponctuelles est la suivante : si les masses sont désignées m et M et à condition que la valeur r se rapporte à la distance entre les deux masses et la valeur K à la force entre les deux masses :

$$K = G\frac{mM}{r^2}, \quad \text{où G est la constante gravitationnelle.} \tag{1}$$

En 1609 déjà, Kepler [1] à ce sujet écrit dans son Astronomia Nova :

> Au cas où on déposerait deux pierres à un endroit quelconque du monde, à une distance réduite en dehors du champs de gravitation d'un troisième corps parent, ces pierres se rejoindraient tels deux corps magnétiques à un endroit situé entre les deux s'approchant l'un à l'autre d'une distance qui est proportionnelle à la masse de l'autre.

A la place de ces pierres, Kepler de même observait la terre et la lune et deux cas différents au sujet de la dépendance r. Dans le premier cas, une force se dégage du corps (solaire) dans son intégralité, ce qui par analogie à la lumière aboutit à une loi $1/r^2$ et un deuxième cas où une (autre) force se dégage de l'équateur uniquement ce qui aboutit à une loi $1/r$ anticipant le principe de Gauss en fin de compte.

Cette approche correspond à la situation suivante : la masse d'un corps par rapport à celle de l'autre peut être négligée comme c'est le cas dans la relation de pierres par rapport à la terre ou de planètes par rapport au soleil. Le corps plus léger, le corps témoin, se déplace dans le champ de gravitation du corps plus lourd, sans qu'il influence lui-même ce champ conservatif de manière considérable. On peut alors considérer le corps plus lourd avec la masse M comme source d'un champ de gravitation $\vec{a}(\vec{r})$ qui se trouve au point $r = 0$. L'accélération gravitationnelle avec le potentiel $V(r)$ émane donc de l'équation (1) suite à la division par la valeur m :

$$\vec{a}(r) = -\frac{G\ M}{r^2}\ \frac{\vec{r}}{r} = -\vec{grad}\, V(r) \text{ avec } V(r) = -\frac{G\ M}{r} \text{ (én. pot. par unité de masse témoin)} \tag{2}$$

L'équation de Poisson permet de calculer le champ potentiel V(r) pour des répartitions des masses locales de toute sorte :

$$\Delta V = -div\ \vec{a} = 4\pi\ G\ \rho, \quad \text{où } \rho \text{ est la densité de masse locale ; V(r) = 0 si r tend vers } \infty. \tag{3}$$

3 La gravitation sous le régime de la symétrie centrale

Les points suivants sont avant tout importants sous le régime de sphères symétriques :

1. Vue depuis l'extérieur, une sphère massive ou creuse isotrope montre les mêmes caractéristiques qu'un corps ponctuel, c.-à-d. c'est comme si la masse dans son intégralité était concentrée au centre de la sphère. L'accélération gravitationnelle $\vec{a}_{\text{extérieure}}$ d'une répartition de masse isotrope et sphérique correspond donc à (2) :

2. La coquille des masses d'une sphère creuse isotrope (comme dans la théorie RG aussi) n'entraîne aucune accélération gravitationnelle $\vec{a}_{\text{creux}}$ d'un corps témoin se trouvant dans le creux : $\vec{a}_{\text{creux}} = 0$

3. L'effet gravitationnel à l'intérieur d'une sphère massive isotrope sur une masse témoin dans l'entre-axe r est dont exclusivement dû à la masse totale qui se trouve à l'intérieur de r.

$$\vec{a}_{\text{intérieur}} = -G\ \frac{M(r)}{r^2}\ \frac{\vec{r}}{r} = -G\ \frac{4\pi \int_0^r \rho(x)\ x^2\, dx}{r^2}\ \frac{\vec{r}}{r}$$

Le résultat suivant émane donc pour une sphère massive homogène avec une densité de masse constante ρ qui sert comme point de départ au modèle standard cosmique de Newton (cosmos de Newton) :

$$\vec{a}_{\text{N-cosmos}} = -\frac{4\pi}{3}\ G\ \rho\ r\ \frac{\vec{r}}{r} \quad \text{avec le potentiel} \quad V_{\text{N-cosmos}}(r) = \frac{2\pi}{3}\ G\ \rho\ r^2 \tag{4}$$

Le modèle de Newton préconisant une sphère massive du cosmos (4) aboutit à un décalage gravitationnel des fréquences étant proportionnel à r^2, car la lumière de la fréquence ν_0 et de la longueur d'onde λ_0 lors d'un passage par la différence potentielle de (4) $dV = \frac{4\pi}{3}\ G\ \rho\ r\ dr$ subit un décalage de fréquence de dz (Pound-Rebka) de

$$dz = \frac{d\lambda}{\lambda_0} = -\frac{d\nu}{\nu_0} = \frac{dV}{c^2} = \frac{4\pi}{3}\ \frac{G\ \rho\ r\ dr}{c^2} \quad \text{d'où} \quad z = \frac{2\pi}{3}\ \frac{G\ \rho}{c^2}\ r^2 \ \text{pour de „petits“ z et r} \tag{5}$$

(5) ne s'applique qu'à des z et r „suffisamment“ petits, un domaine qui relève toujours de la compétence de Newton à coup sûr. Mais dans ce cas bien connu des observations, (4) et (5), ils échouent de manière grave déjà :

I. Le décalage cosmique vers le rouge est proportionnel à r et non pas à r^2, tandis que (5) en plus aboutirait à un décalage vers le rouge de même quantitativement beaucoup trop réduit pour les petits z.

II. (4) par ailleurs ne répond pas non plus au postulat cosmique du fait de désigner un centre $r = 0$. Le modèle de la sphère massive du cosmos ne se présenterait qu'isotrope dans le centre $r = 0$ mais ne jamais homogène, même pas à ce point précis. Dans le centre $r = 0$, la lumière nous parviendrait avec un décalage vers bleu.

4 La gravitation sous le régime de la symétrie cosmique

Un modèle du cosmos sous la forme d'une sphère finie massive va à l'encontre du postulat cosmique du fait de qualifier un centre d'absolu, un centre sur lequel tous les vecteurs de l'accélération gravitationnelle pointent. Cette qualification persiste, même si le radius R de cette sphère tend vers ∞ dans le cadre d'un processus de valeurs limites courant. Il s'avère ainsi que la symétrie cosmique est en général compatible avec un cosmos effectivement infini seulement, où tout point quelconque potentiellement présente les caractéristiques d'un centre de gravitation le cas échéant ; le centre d'une sphère pourtant ne peut pas perdre cette caractéristique, même lors d'un passage à un cosmos effectivement infini. Si on désire éviter de susciter des contradictions, seul un centre de gravitation potentiel doit agir comme centre de gravitation actuel ou effectif. La position actuelle d'une masse témoin pourtant qualifie toujours un seul point cosmique qui devient ainsi le centre „naturel“ de gravitation effectif défini par rapport aux masses témoins :

Loi de WPT 1 (La loi fondamentale de la gravitation cosmique) *Sous le régime de la symétrie cosmique, la position O actuelle des masses témoins acquiert les caractéristiques d'un centre de gravitation effectif. Pour cette raison, les masses témoins sont toujours décélérées par la gravitation dans un substrat cosmique pas vide et idéalement homogène lorsqu'elles s'éloignent de leur position actuelle, fait qui agit comme une accélération cosmique dissipative.*

En vol libre, la position actuelle peut à tout moment être définie comme point de départ A. Puis, ce point de départ pourra servir de centre de gravitation effectif aussi longtemps que les masses témoins ne soient pas perturbées. Ceci alors permet une formulation „intégrale“ du vol des masses témoin où on estime le point zéro ou bien le centre de gravitation dans A lors d'un vol du point A à point B ou bien dans le point B, dans le cas inverse afin de simplifier. La force de gravitation qui agit sur la masse témoin ou un rayon de lumière ne peut pas être conservative sous le régime de la symétrie cosmique car le vol aller et éventuellement retour doivent être absolument identiques, fait qui constitue de même une condition pour la synchronisation des montres selon la théorie RR qui est applicable au cosmos dans son „intégralité“. Un potentiel cosmique régi par la symétrie cosmique ne peut donc pas représenter un potentiel ordinaire, absolument défini selon Newton mais plutôt un potentiel relatif aux masses témoins ou à des rayons de lumière uniquement.

L'équation de Poisson doit obligatoirement être abandonnée pour pouvoir aboutir à un cosmos effectivement infini : A cause de la symétrie cosmique, toutes les forces cosmiques qui en émanent – contrairement au potentiel „non physique“ – doivent être indépendantes de r. Par la suite, le potentiel cosmique y relatif ne peut se présenter proportionnel qu'à r^1 ou r^0. Le potentiel r^0 ou bien constant de toute évidence peut uniquement aller ensemble avec un cosmos vide. Le potentiel r^1 va alors entraîner une décélération cosmique dissipative comme nous allons voir par la suite. De cette définition „cosmique“ des potentiels et des forces émane une explication tout à fait logique pour le décalage cosmique vers le rouge, car selon cette explication, la lumière est toujours impérativement décalée vers le rouge comme il se doit.

Dans la cosmologie selon Newton, qui préconise la validité de l'équation de Poisson dans la cosmologie aussi, ce principe ne fonctionne pas, car sous ce dernier, le décalage vers le rouge est beaucoup trop réduit. (section 3. I. 3). Il y a au moins quelque chose comme une issue à ce dilemme en référence à la cosmologie de Friedmann-Lemaître : on explique le décalage vers le rouge par l'expansion au lieu de l'expliquer par une approche gravitationnelle.

4.1 La sphère massive : un modèle du cosmos selon Newton-Friedmann

Au cas où on serait fidèle à l'équation de Poisson en dépit des considérations énoncées ci-dessus, on aboutit à un potentiel r^2 dont les différences et gradients physiques essentiels vont à l'encontre de la symétrie cosmique excepté qu'on préconise une dynamique tout à fait particulière pour le substrat cosmique, „l'expansion de Lemaître/Hubble ou l'implosion“ telle qu'on la connaît de la cosmologie selon Friedmann/Lemaître, les équations différentielles physiques essentielles, les équations de mouvement d'Euler restent invariantes moyennant la transformation d'un système fondamentale en un autre ; à condition qu'on utilise la notion relative de la force de la cosmologie newtonienne habituelle au lieu de la notion absolue de la force de Newton – ces forces relatives seront alors à transformer comme des vitesses (cf. Rebhan [3], section 31.1). Toute explication physique expliquant pourquoi le cosmos devrait être en cette expansion précise (ou implosion) fait défaut, car le postulat cosmique qui peut être appliqué à la cosmologie standard aussi, moyennant l'hypothèse d'une telle expansion, certes constitue une hypothèse bien fondée pour une répartition homogène, isotrope et à grande échelle de la masse dans le cosmos. La prétention que ce fait devrait aboutir à la dynamique de Hubble aussi n'est pourtant pas plausible du point de vue physique. En fin de compte, on ne peut que le postuler sciemment. On trouve de plus amples informations sur la cosmologie standard dans le cadre de la RG, mais aussi dans le contexte de la cosmologie de Newton plus claire chez Rebhan, dans l'ouvrage „Theoretische Physik“ [3], partir du chapitre 31.1 Nous allons maintenant une fois de plus aborder la nouvelle cosmologie TPC qui se trouve en équilibre stable :

4.2 Le modèle d'un cosmos effectivement infini selon la TPC

En ce qui concerne la modification des théories de gravitation locales (théorie de Newton classique ou approches RG post-newtoniennes), l'introduction de termes cosmiques supplémentaires qui se dégagent d'une coquille des masses effectivement infinie constitue l'idée-clé qui, de principe, permet de compléter les théories locales par les termes des coquilles des masses cosmiques. Pour cette raison, ces termes ne dépendent que de la densité de masse moyenne de la coquille des masses, qui, de principe, ne peut pas être observée directement et non pas des répartitions locales des énergies et des masses directement. La dynamique des galaxies spirales à la manière de MOND p.ex. est attribuée à un tel terme dominant (chapitre 4 dans [7]), tout comme le décalage cosmique vers le rouge est attribué à la „seule“ gravitation régi par la symétrie cosmique ou bien à la décélération cosmique, ce qui aboutit à la même relation entre le décalage vers le rouge et la luminosité comme celles de l'ancien modèle RR de Milne, qui est jusqu'à présent en mesure de décrire les observations de supernovae dans le cadre des exactitudes de mesure de manière correcte. Le problème principal qui se pose dans la définition de ces termes complémentaires ou bien dans la superposition de la gravitation locale et de la gravitation cosmique est le fait que la gravitation cosmique ne se montre que sous forme dissipative, tandis que la gravitation locale connue se montre – presque en exclusivité – comme gravitation conservative uniquement, fait qui dérobe toute trivialité à la superposition. Dans le présent travail, nous n'aborderons pourtant pas les problèmes de ces superpositions et donc l'approche de MOND aussi (cf. [7]).

4.2.1 La coquille des masses comme source de gravitation dans la TPC

En ce qui concerne les centres de gravitation „virtuels“ régis par la symétrie cosmique, il ne peut que s'agir de centres de gravitation effectifs. Ceci ressort immédiatement du fait que la position actuelle respective d'une masse témoin constitue un tel centre de gravitation où tout „espace“ nécessaire à une source de gravitation physique fait simplement défaut. La source de gravitation physique est pourtant facile à trouver. Il s'agit de la coquille des masses effectivement infinie qui, de principe, ne peut pas être observée directement et qui, selon les hypothèses dans le cadre de la TPC enferme le cosmos fini qui peut être observé. Son intensité de champ n'est pourtant pas définie par sa masse, mais par sa densité de masse ρ_∞.

Cette coquille des masses homogène et isotrope n'a pas besoin d'être postulée à part : un univers homogène/isotrope tel que le postulat universel l'exige dans la cosmologie, peut toujours être subdivisé en une sphère virtuelle et finie au choix avec un centre au choix et le reste de l'univers. Le reste correspond alors juste à la coquille de notre sphère. Dans l'univers réel, avec ses inhomogénéités locales, la sphère virtuelle doit prendre les inhomogénéités locales en considération, tandis que la coquille des masses (toujours égale) actuelle et infinie devra saisir la partie homogène/isotrope de l'univers sur des échelles suffisamment grandes.

Jusqu'à présent, les coquilles des masses isotropes ont été négligées tant par Newton tant par la RG. Rappelons-nous la sphère creuse de „Newton“ avec $\vec{a}_{\text{creux}} = 0$ 1. C'est seule la TPC qui attribue une influence cosmique, la décélération cosmique et aussi les effets d'inertie connus, à une coquille des masses effectivement infinie – mais ne jamais à une masse finie. On peut tout de suite en déduire que les répartitions de masses finies locales n'exercent aucune influence directe sur la gravitation cosmique comme des masses de source par ailleurs exercent sur des champs locaux. Ceci malgré le fait qu'elles exercent une influence indirecte importante si leurs champs de gravitation sont assez puissants pour „orienter“ l'accélération cosmique sur ses propres lignes de champ. Ce thème ne sera pourtant pas encore approfondi. Même sans que le thème soit approfondi il s'avère évident que la considération classique/locale des accélérations gravitationnelles sera vouée à l'échec avec les accélérations gravitationnelles locales n'étant que „peu“ supérieures à l'accélération cosmique Hc pour la lumière qui par son ordre de grandeur correspond exactement à l'accélération critique a_0

dans l'approche MOND de Milgrom : sans calcul proprement dit cela représente un très bel résultat en matière de la TPC (à mon avis) qui par ailleurs a été recherché en vain pendant longtemps du fait qu'une origine cosmique du principe de MOND selon Milgrom a été avancée depuis longtemps. Dans la plus grande partie du cosmos connu, surtout dans les parties où la lumière peut passer sans perturbations importantes, les accélérations gravitationnelles sont toujours bien inférieures à la valeur Hc ou bien a_0. De ce fait, on peut les négliger dans leur intégralité pour ainsi dire. Par ailleurs, ce fait indique que la décélération cosmique observée dans les grands espaces vides est aussi effectif que dans des espaces cosmiques un peu moins vides et que la lumière qui arrive de très loin moyennant une très bonne approximation – à part les déviations de lumière locales – du point de vue gravitation n'est soumise qu'à cette accélération cosmique Hc dissipative, qui entraîne le célèbre décalage cosmique vers le rouge.

A défaut d'une coquille des masses effectivement infinie je ne vois moi-même aucune possibilité plausible du point de vue physique qui pourrait permettre d'aboutir à l'accélération sous symétrie cosmique sur des échelles „suffisamment“ grandes :

1. Une telle coquille des masses ressemble toujours et partout à un horizon (idéal) permettant uniquement un rapprochement radial tout comme la position actuelle, le centre de gravitation effectif local y relatif, ne permet que l'éloignement radial.

2. La coquille des masses se présente identique dans tous les points comme un horizon (idéal), indépendamment de la direction dans laquelle on se déplace. C'est différent d'une source de champ local où la puissance apparente dépend de la distance à elle et change en général avec une masse témoin se trouvant en mouvement. La force de gravitation qui se dégage donc de la coquille des masses doit donc être constante ou bien indépendante du lieu – condition que l'hypothèse de la symétrie cosmique le préconise de principe. Il est par ailleurs impossible que cette force ne dépende pas de la vitesse, car lors d'un état de repos au centre de gravitation effectif, donc à la position actuelle, aucune force de gravitation n'est active. Nous devrons encore avoir recours à ce fait.

4.2.2 Le potentiel cosmique proportionnel à r et l'accélération cosmique

Nombreux seront ceux qui ce sont déjà aperçus à cause de (5) qu'on peut expliquer le décalage cosmique vers le rouge pour de petits z rien que par la gravitation en estimant un potentiel cosmique proportionnel à r ; le fait que cette approche est de même applicable à de „grands“ z dans le cadre des exactitudes de mesure de nos jours devrait pourtant être nouveau, tout comme le fait qu'un tel potentiel cosmique s'impose impérativement si on préconise la symétrie cosmique pour la gravitation locale bien connue du fait du postulat cosmique – bien que ce soit une chose toute naturelle dans le cadre de la cosmologie de Newton, au moins à condition qu'on soit prêt à abandonner l'équation de Poisson (3), sur des échelles suffisamment grandes et moyennant l'hypothèse d'un cosmos effectivement infini : comme l'accélération cosmique sous le régime de la symétrie cosmique ne doit uniquement dépendre des caractéristiques des corps témoins comme la vitesse v mais ne jamais de la position ou du sens du mouvement dans le substrat cosmique idéalement homogène, le potentiel cosmique gravitationnel doit être proportionnel à r^1 : au cas où il serait constant, toute accélération gravitationnelle ferait défaut. Un tel phénomène n'est guère à attendre dans un cosmos pas vide pour des raisons de continuité. Si l'exposant de la valeur r dévierait de 0 et 1, l'accélération cosmique en tant que gradient du potentiel cosmique commencerait à dépendre de la valeur r. Le postulat cosmique interdit ceci dans un cosmos statique. Dans un cosmos dynamique – à condition qu'on impose obligatoirement la dynamique de Hubble ! – les choses se présentent d'une manière toute différente comme nous venons d'expliquer déjà. Il faut par ailleurs retenir que le potentiel lui-même ne doit pas être homogène et qu'il ne doit pas donc être constant en tant que valeur scalaire, du fait qu'il n'a aucune importance physique directe. Seules les différences de potentiel et les gradients ayant été calculés du potentiel sont importants du point de vue physique et directement saisissables dans des expériences. Ce qui en résulte est le fait qu'on peut estimer le potentiel cosmique V comme $V(r) = f\ r$ (il faut pourtant faire attention à la définition de la valeur r relative (aux particules témoins) et au fait que la valeur f peut en plus dépendre de la vitesse par rapport au substrat cosmique p. ex.). Il en émane l'accélération gravitationnelle $\vec{a}_{\mathrm{cosmos}}$ agissant sur une masse témoin qui s'éloigne de sa position actuelle moyennant un écart infinitésimal $\vec{dr}$:

$$\vec{a}_{\mathrm{cosmos}} = -g\vec{rad}\ V(r) = -\frac{\partial V(r)}{\partial r}\frac{\vec{dr}}{dr} = -f\ \frac{\vec{dr}}{dr},\ \text{ce qui est en général singulier pour } dr = 0$$

On peut remédier à la singularité du fait que des masses témoins reposant dans un centre de gravitation ne subissent aucune accélération. Pour des masses témoins au repos avec v = 0, la valeur f doit donc disparaître. Ceci est p. ex. différent d'un potentiel courant r^2 selon Newton où le gradient est proportionnel à r et disparaît donc avec la valeur $r = 0$ indépendamment de la vélocité v. Afin d'obtenir f(v) = 0 pour v = 0, nous définissons une nouvelle valeur f qui dépendra explicitement de la vélocité v ou bien β équivalent à $k\ f(\beta)$ avec $\beta = v/c$ et $k =$ constant. La formule $f(\beta) = \beta^{\nu}$ avec $\nu > 0$ constitue une approche particulièrement simple pour traiter la valeur f qui répond à notre exigence et rien que l'approche linéaire dans la vélocité v avec $\nu = 1$ ne paraît décrire l'accélération cosmique de manière correcte. Il faut pourtant encore vérifier cette approche sur la base de données d'observation avec $v < c$. On peut ainsi établir la formule suivante en considérant par ailleurs le fait que la vitesse actuelle $\vec{v} = \frac{\vec{dr}}{dt}$ est parallèle au décalage infinitésimal $\vec{dr}$ (cf. A.3 aussi) :

$$\vec{a}_{\mathrm{cosmos}} = -k\ \beta\ \frac{\vec{dr}}{dr} = -k\ \beta\ \frac{\vec{v}}{v} = -\frac{k}{c}\ \vec{v} \quad \text{ou pour la lumière avec } \beta = 1 \text{ et } f = 1 \quad a_{\mathrm{cosmos}} = -k \quad (6)$$

Avec (5) on peut ainsi déterminer la valeur z, le décalage cosmique vers le rouge. Afin que celle-ci soit conforme à la loi de Hubble, il faut que k soit égal à Hc, si H représente la constante de Hubble et c la vitesse de la lumière. A ce sujet, il faut considérer que la valeur dV doit être estimée égale à $k\ dr$ pour la lumière et que la loi de Hubble pour de „petits" z peut être exprimé comme $v_{\mathrm{Doppler}} = cz = Hr$. A l'exception de l'approche $f(\beta) = \beta^{\nu} = \beta$ ou bien $\nu = 1$ tout est obligatoire dans une large mesure et très sûr de ce fait. Comme β en tant que valeur pour la lumière fait exactement 1, les incertitudes et éléments spéculatifs font jusqu'ici défaut dans les calculs de la propagation de lumière cosmique selon la TPC. En ce qui concerne la lumière, la situation par ailleurs se présente particulièrement simple du fait que la lumière est toujours „décélérée" ou bien fatiguée par la décélération cosmique constante Hc et donc décalée vers le rouge. Afin de pouvoir calculer la propagation de la lumière sous l'influence gravitationnelle du potentiel cosmique relatif aux rayons de lumière ou bien de l'accélération cosmique constante nous allons utiliser le principe d'équivalence d'Einstein. Dans sa forme originale il correspond à un ascenseur ou une fusée virtuelle qui accélère de manière constante. Nous allons par la suite l'appeler fusée d'équivalence qui sélectionne les rayons de lumière de la même manière que le potentiel cosmique ou bien l'accélération cosmique ayant été décrits auparavant : il faut à ce sujet imaginer un émetteur de lumière (une supernova p. ex.) qui, au moment de l'émission de lumière, repose dans le système cosmique inertiel à la poupe de la fusée qui décale simultanément avec le rayon de lumière et un récepteur de lumière à la proue de la fusée. De cette constellation émane immédiatement le décalage vers le rouge et la dilatation du temps en tant que fonction de la durée de parcours d'un rayon de lumière ou d'un photon. Ce décalage gravitationnel vers rouge et la dilatation du temps ont été prouvés dans un champ de gravitation constant il y a des décennies déjà. L'effet de M"ossbauer de Pound et Rebka a été utilisé à cet effet dans des expériences. En partant de la fusée d'équivalence, on aboutit de même à une description (apparemment) métrique de la cosmologie TPC. Pour cela il faut adapter la métrique de Rindler, compétente pour un système de réference en accélération constante, aux besoins de la symétrie cosmique (cf. annexe C, et plus particulièrement le point C.2). Nous venons ainsi d'abandonner le formalisme en général utilisé de la cosmologie de Newton du fait qu'il est insuffisant pour les calculs de trajets de lumière.

4.2.3 La TPC et le décalage vers le rouge cosmique

Du fait qu'il faut considérer la lumière de manière relativiste, la TPC, contrairement à la cosmologie de Newton, retient la RR (théorie de la relativité restreinte) mais non pas la RG. Selon la TPC, celle-là n'est pas applicable à des champs gravitationnels „faibles" et donc fausse en matière de questions sur le cosmos, malgré le fait que la RG comme la cosmologie de Newton sans Λ peuvent être qualifiées de cas limite de la TPC pour une densité de coquille des masses ρ_∞ qui tend vers 0. Ils doivent donc servir la TPC comme fournisseurs des champs de gravitation purement locaux – toutefois toujours sans influence cosmique de la coquille des masses. La TPC a par ailleurs recours au :

1. Principe d'équivalence entre une masse inerte et l'énergie.
2. Principe d'équivalence entre une accélération constante et un champ de gravitation constant.

La question se présente d'autant plus simple si on considère les points suivants :

1. Sous le régime de la symétrie cosmique, la vitesse de la lumière unidirectionnelle doit être isotrope partout.
2. À cause du point 1 la vitesse de lumière doit être constante, même avec des grandes distances.
3. Du fait que l'accélération cosmique est constante pour la lumière, le calcul de la durée de parcours de la lumière dans le cosmos essentiellement correspond à celui d'une fusée étant soumise à une accélération constante, selon la théorie RR. On peut donc utiliser la célèbre formule hyperbolique de la fusée.

Les points 1 et 2 garantissent la compétence de la théorie RR. De cette manière, on peut facilement calculer la relation entre le décalage vers rouge z et la luminosité L d'une chandelle standard, d'une supernova Ia p. ex., non seulement pour des petits mais pour des grands z aussi (cf. 5.1.1 dans [7] ou 6.3 dans [10] p. ex.). Le calcul de la TPC est conforme aux données de mesures existantes dans le cadre des exactitudes de mesure actuelle, bien qu'il n'y ait qu'un seul paramètre un peu libre, la constante de Hubble qui est vraiment constante dans la TPC. En ce qui concerne l'ordre de grandeur, elle est plus ou moins déterminée par la densité ρ_0 du cosmos visible qui peut donc être observé, si on peut supposer que ρ_0 ne diffère pas trop de la densité ρ_∞ de la coquille des masses effectivement infinie et à condition qu'on puisse „greffer" la TPC sur le modèle RG ($k = 0, \Lambda = 0$), du fait que ce modèle avec t vers ∞ et $\rho_{\text{krit.}}$ vers 0 correspond à un „cosmos statique de la TPC". Les grandeurs H et ρ_0 plus ou moins connues indiquent que la relation entre elles en ce qui concerne l'ordre de grandeur est (plus ou moins) pareille à la relation entre H et le $\rho_{\text{krit.}}$ connu de la cosmologie de Friedmann. Rien que pour ce fait, l'explication du décalage cosmique vers le rouge de la TPC est nettement supérieure à l'explication y relative du big bang qui est même hors mesure de fournir le signe du décalage cosmique de la fréquence.

Dans le chapitre suivant nous approfondirons davantage la relation de la TPC avec le principe d'équivalence original d'Einstein et aborder la relation entre la gravitation de la TPC et les théories métriques courantes de manière succincte :

5 La gravitation (apparemment) métrique de la TPC

Cette section devrait d'une part faciliter l'initiation aux annexes plutôt formelles et d'autre part elle devrait, au moins partiellement, pouvoir se substituer aux annexes pour tous ceux des lecteurs, auxquels les annexes (surtout l'annexe C) se présentent trop formelles. Nous ne pourrons pourtant pas nous passer des formules à cent pour cent ici non plus.

5.1 De la fusée d'équivalence d'Einstein à la gravitation métrique

Le principe de l'équivalence original d'Einstein de 1907 [11], selon lequel des phénomènes physiques se déroulent dans une fusée sans fenêtre sous accélération constante, comme dans une tour qui se trouve dans un champ constant gravitationnel de la terre, à condition d'une très bonne approximation, constitue le point de départ de la gravitation (apparemment) métrique dans la TPC et de la RG en cas de champs gravitationnels constants (approximés). Au sens d'une astuce mathématique, on peut donc calculer des processus physiques, comme des trajectoires de la lumière p. ex., dans un laboratoire qui s'éloigne de la terre sous une accélération constante, au lieu de les calculer dans un laboratoire enfermé dans une tour. Tout en idéalisant, on suppose donc que le système de la terre avec la rampe de lancement y reposant soit un système universel inertiel (t,x,y,z). Par ailleurs et sans restriction pour la généralité nous supposons que le temps ait été consulté sur une montre de référence au télescope d'observation se trouvant soit à la poupe, soit à la proue de la fusée ou bien de la tour, ce qui signifie que la vitesse de la lumière à la position de l'observateur (avec la hauteur $\zeta = 0$) est égal à c, le point que nous supposons aussi être l'origine des coordonnées (cf. annexe C aussi).

La „retraduction“ du système de la fusée vers le système de la tour avec champ gravitationnel se fait formellement par l'introduction d'une métrique $\mathbf{g}$ dans le système des coordonnées de la tour (τ, ξ, η, ζ), qui diffère de la métrique inertiale $\boldsymbol{\eta}$. Dans le cas particulier d'un champ constant ou bien d'une accélération constante g de la fusée on arrive à la métrique de Rindler avec son élément de ligne (son ds^2) dépendant de la hauteur ou bien de ζ ($d\tau_S \equiv d\tau_{\text{Emétteur}}$ signifie la séquence de synchronisation propre d'une montre émettrice mesurée auprès de l'émetteur à ζ par rapport à la séquence $d\tau$ de la même montre émettrice mesurée chez le récepteur par des signaux lumineux ; il faut en plus appliquer l'expression $R_H = \frac{c^2}{g}$ et $d\xi = d\eta = 0$, du fait que nous observons uniquement des rayons de lumière dans le sens du champ ou bien dans le sens opposé) :

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = g_{ij_{\text{Rindler}}}\, dx^i dx^j = \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right)^2 c^2\, d\tau^2 - \, d\zeta^2 \quad \text{avec} \quad (dx^i) = (c\, d\tau, d\xi, d\eta, d\zeta) \tag{7}$$

On trouve la dérivation détaillée de la métrique de Rindler (hautement spéciale) $g_{ij_{\text{Rindler}}}$ dans l'annexe C, spécialement dans C.1. L'équation citée ci-dessus pour ds^2 (25) y figure également. Selon l'interprétation géométrique standard de la RG, la distance infinitésimale la plus générale ds^2 citée ci-dessus décrit des phénomènes de gravitation quelconques dans des systèmes de coordonnées quelconques (cf. [3] p. ex) avec des g_{ij} symétriques, donc avec 10 champs libres dans un premier temps qui sont par la suite réduits au nombre de 6 par l'équation de champ. L'espace-temps inertiel de Poincaré-Minkowski de la RR, ici avec v orienté dans la direction du z constituait le point de départ d'une telle description métrique de la gravitation :

$$ds^2 = \eta_{ij}\; dx^i dx^j = c^2\, dt^2 - dz^2 \quad \text{avec} \quad (dx^i) = (c\, dt, dx, dy, dz) \quad \text{ici avec} \quad dx = dy = 0$$

Comme ds est égal à 0 pour les rayons de lumière on arrive tout de suite à l'équation pour les trajectoires de lumière dans des systèmes inertiels (selon notre supposition ci-dessus, le rayon de lumière avance dans la direction z) $dz = \pm\, c\, dt$. Comme la condition $ds = 0$ s'applique à tous les systèmes de coordonnées ou bien métriques, on arrive de cette manière aux trajectoires de lumière moyennant la métrique de Rindler, comme on les trouve dans nos coordonnées de la fusée ou bien de la tour citée ci-dessus :

$$v(\zeta)_{\text{Lumière}} = \frac{d\zeta}{d\tau} = \pm\sqrt{\frac{g_{00}}{g_{\zeta\zeta}}}\ c = \pm\left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right)\ c \tag{8}$$

Avec une montre reposant dans le système (ζ/τ) avec $\frac{d\zeta}{d\tau} = 0$ émane de „la distance infinitésimale de Rindler“ ds^2 :

$$\frac{d\tau_S}{d\tau} = \frac{\nu_{\text{Récepteur}}}{\nu_{\text{Emétteur}}} = \sqrt{g_{00}} = \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right) \quad \text{avec } \nu_{\text{Emétteur}} = \text{étalon de fréquence bien défini} \tag{9}$$

Cela signifie : si le récepteur se trouve à la pointe de la tour, de la lumière se déplaçant du pied de la tour à la pointe monte dans le champ gravitationnel. Avec les suppositions citées ci-dessus on a $\zeta < 0$. Dans le cas inverse ($\zeta > 0$), avec l'observateur se trouvant au pied de la tour, de la lumière jaillit vers le télescope dans le champ gravitationnel. Donc, pour la lumière ascendante, la vitesse des coordonnées de la tour (8) augmente contre-intuitivement jusqu'à atteindre c chez l'observateur, pour la lumière descendante, elle diminue jusqu'à atteindre c chez l'observateur. Si on mesure pourtant la vitesse de la lumière chaque fois avec les montres locales à ζ au lieu de la mesurer avec la montre de référence à $\zeta = 0$, on arrive de nouveau à c comme il se doit, car la perte ou gain d'énergie dans le champ gravitationnel ne va pas „à la charge“ d'une modification de la vitesse (locale), mais d'une modification de fréquence. Pour cette raison, la lumière ascendante se présente dilatée ou bien „fatiguée“ dans le télescope de l'observateur, ce qui explique le décalage vers le rouge y compris le ralenti (9), tandis que la lumière descendante se présente rétrécie et décalée vers le bleu ; le décalage vers le rouge dans le champ gravitationnel de la terre (approximé) constant a été confirmé par Pound-Rebka à l'aide de l'effet de M"ossbauer.

Du principe du moins, la vitesse de la lumière, surtout la vitesse de la lumière à deux directions, le décalage de fréquence et la modification de la durée du temps conformément aux équations (8) et (9) peuvent être observés directement dans le cadre de la gravitation „locale“. Dans la RG, ces effets sont pour la plupart attribués à l'influence que les champs métriques g_{ij} dépendant de la position et du temps exercent sur des montres locales au repos (dt) et des échelles (dz). Dans la TPC par contre, les phénomènes de gravitation sont attribués à l'influence que la gravitation exerce sur les rayons de lumière, tandis que l'espace-temps est fixé a priori et du fait que tant les montres au repos que les échelles sont invariables.

Nous allons approfondir les interprétations de la RG et de la TPC dans les deux sections qui suivent :

5.2 L'interprétation des phénomènes de gravitation dans la RG

Les bases de la RG : la géométrisation totale de la gravitation où les lignes géodésiques de l'espace-temps de la RG remplacent les équations de mouvement classiques des particules témoins et rayons de lumière dans des champs de gravitation. Si l'on considère cette géométrisation en premier lieu comme processus formel, il y a de nombreuses possibilités d'interprétation tout en laissant la physique observable inchangée :

1. On suppose souvent que, dans le cadre de la RG, les montres et les échelles sont influencées par leur position absolue dans l'espace et le temps. Ce fait est décrit quantitativement par les champs g_{ij} du tenseur métrique. Dans des cas locaux régis par la symétrie centrale, seules les horloges infiniment lointaines avancent en général correctement ou bien sans être influencées par la gravitation. Par contre, sous le système de la symétrie cosmique, ces horloges jouent le rôle d'horloges (de référence) dans le centre de gravité.

2. Dans le cadre de l'interprétation purement géométrique de la RG, il convient pourtant plutôt d'interpréter les mesures du temps et de la longueur comme effets de projection pour aboutir à une cohérence accrue. Une fois de plus, les projections sont quantitativement décrites par les g_{ij}. Pour illustrer : avec un vecteur de distance étant décalé dans l'espace-temps, il ne reste en général pas parallèle ni à lui-même, ni à un vecteur y relatif se trouvant à la position de l'observateur.

3. Les projections citées ci-dessus, peuvent pourtant être qualifiées d'effets physiques réels dans le sens suivant aussi, si on suppose, que les g_{ij} influencent des signaux de mesure, des rayons de lumière p. ex. Il s'avère donc plus cohérent, de déterminer un fond d'espace sans effets de gravitation comme dans l'interprétation suivante :

4. Dans la RG, on peut introduire un fond d'espace-temps selon Poincaré-Minkowski en estimant

$$g_{ij} = \eta_{ij} + V_{ij} \tag{10}$$

avec les potentiels généralisés V_{ij} (de la RG) et le tenseur métrique $\boldsymbol{\eta}$ de la RR. Comme le fond d'espace ainsi défini, moyennant la pleine validité de la RG, de principe ne peut pas être observé directement et de manière „isolé", il n'a aucun signification physique dans la RG. Dans cette interprétation, les montres et échelles - ou encore les signaux de mesure suivant l'interprétation ne sont pas influencés par l'espace-temps (de la RR) même, mais par les champs de potentiel généralisés dans l'espace-temps V_{ij}. Tandis que les potentiels classiques ne possèdent aucune importance physique avec celle-ci restant réservée à leurs différences et gradients, de tels potentiels RG héritent une telle importance des g_{ij} : selon l'interprétation 1 p. ex., $g_{00}(\mathbf{r}, t)$ détermine la marche de montres à l'heure t et à la position $\mathbf{r}$ (par rapport à des horloges de référence non-influencées par la gravitation).

5. On peut aussi qualifier les champs cités ci-dessus, surtout les V_{ij}, comme description d'un éther cosmique, ce qui pourtant ne changera rien aux phénomènes physiques qui peuvent être observés.

Si on désire maintenant appliquer la RG à la cosmologie et la décrire de façon métrique aussi, les champs des tenseurs métriques g_{ij} doivent au moins obéir au faible postulat cosmique. Donc : les g_{ij} ne doivent pas être distinguables pour tous les points de l'espace au même moment. Donc : selon la première des interprétations citées ci-dessus, cela signifie que tous les montres au repos marchent au même rythme partout et qu'aucun décalage gravitationnel vers le rouge ou effet de ralenti ne peut avoir lieu à cause des différences concernant les positions des émetteurs et récepteurs. Cela ne se présente point différemment selon l'interprétation 2, du fait que des vecteurs décalés dans l'espace-temps restent parallèles à eux-mêmes et qu'aucun effet de projection ne peut donc avoir lieu. Bref : au bout du compte, aucune des interprétations n'aboutit à un résultat différent. Dans le cadre de l'interprétation géométrique de la RG, nous trouvons les deux solutions suivantes qui permettent d'arriver au décalage cosmique vers le rouge malgré tout :

1. **La célèbre cosmologie de Friedmann** avec le cosmos ou l'espace en expansion ; $g_{rr}(t)$ correspond ici au ζ cité ci-dessus) est donc une fonction du temps cosmique ou bien du temps t de Friedmann (cf. annexe B.2). La distance infinitésimale isotrope ds ($d\phi = d\theta = 0$) en formulation de Robertson-Walker est la suivante :

$$ds^2 = c^2dt^2 - \frac{R(t)^2}{1-kr^2}\, dr^2 \quad \text{avec} \quad k = \begin{cases} +1 & \text{Métrique sphérique} \\ 0 & \text{Métrique euclidienne} \\ -1 & \text{Métrique hyperbolique} \end{cases} \qquad \text{et } R = \text{facteur d'échelle}$$

Dans le modèle de concordance de la cosmologie, on estime aujourd'hui k comme étant égal à 0 :

$$ds^2 = c^2dt^2 - R(t)^2\, dr^2 \qquad R(t) \text{ décrit l'expansion comme fonction du temps t}$$

Dans le cadre de ce modèle, le décalage cosmique vers le rouge provient de l'expansion de l'espace qui, dans l'essentiel, correspond à l'effet Doppler-Fizeau. $R(t)$ peut être extrait des célèbres fonctions de Friedmann que nous n'aborderons pas ici. Cela signifie pourtant qu'on ne peut non seulement faire dépendre $R(t)$ de la répartition homogène/isotrope des masses/énergies dans le cosmos dans le cadre de la théorie standard, mais qu'il faut par ailleurs faire dépendre cette valeur d'une matière exotique non baryonique et purement hypothétique. Et par-dessus tout il faut encore postuler l'énergie noire (phantome) afin de pouvoir faire concorder rien que la relation luminosité/décalage vers le rouge de la cosmologie de Friedmann avec les données d'observation de la supernova Ia ([8], section 2). Tout cela n'est point digne de la désignation „scientifique".

Quelques transformations et changements de nom ($R \to a$; $t \to T$; $r \to R$) permettent de démontrer que la métrique de Friedmann citée ci-dessus est localement conforme et plate pour tous les k et donc non seulement pour le cas $k = 0$ (cf. chapitre 25.4 dans [2] p. ex.). Une deuxième approche d'explication pour le décalage cosmique vers le rouge est ainsi suggérée dans le cadre des théories métriques de la RG :

2. **La cosmologie conforme** avec la distance infinitésimale

$$ds^2 = a(T, R)\ (c^2\, dT^2 - dR^2) \quad \text{avec} \quad v_{\text{Lumière}} = \frac{dR}{dT} = c$$

Formellement, la distance infinitésimale de TPC (17) constitue un cas particulier de cette métrique manifestement conforme et plate.

En supposant que des montres (et donc des mesures de longueur) peuvent vieillir, cette formulation permet d'attribuer le décalage cosmique vers le rouge non pas à l'expansion mais au fait que des vibrations atomiques se sont déroulés plus lentement dans le passé, ce qui signifie que certaines constantes de la nature sont variables dans le temps. Une telle interprétation est pourtant très difficile à distinguer de l'hypothèse de l'expansion, car un tel cosmos n'est pas vraiment statique ou bien invariable dans le temps comme dans la TPC. Le décalage vers le rouge z d'une chandelle standard dont la distance par rapport à nous ne change pas, devrait, dans le cadre d'une telle théorie, avec le temps augmenter pareille à l'augmentation survenant dans un cosmos sous expansion accélérée, tandis que z doit rester constant dans le temps en ce qui concerne une chandelle standard au repos par rapport à nous moyennant la validité de la TPC.

5.3 L'interprétation des phénomènes de gravitation dans la TPC

La quatrième interprétation de la RG citée ci-dessus qui se rapproche bien de la TPC déjà peut servir de point de départ à la TPC, avec une seule exception : la priorité est accordée à l'approche potentielle par rapport à l'approche métrique. Avec des phénomènes de gravitation locaux, cette interprétation dans l'essentiel coïncide avec la TPC du fait qu'elle doit, au moins sur de petites échelles ou bien avec des puissances de champ suffisantes, correspondre à la RG – au moins avec les approximations post-newtoniennes de la RG – afin d'éviter qu'elle entre en conflit avec les observations. La situation se présente différemment sur des échelles plus grandes, dans la cosmologie donc : sous le régime de la symétrie cosmique, la loi fondamentale de la gravitation cosmique 1 est applicable dans la TPC, ce qui signifie que la seule possibilité de définir les potentiels et champs de gravitation cosmiques de manière raisonnable est de les définir en les mettant en relation avec des particules témoins ou des rayons de lumière. Cela va encore au-delà de la définition des potentiels et champs de la cosmologie newtonienne (CN). A des fins d'illustration, nous allons, à titre d'exemple, comparer les centres de gravitation des théories de la gravitation newtonienne/locale, RG/locale et cosmique, CN/cosmique et TPC/cosmique pour des cas idéalisés régis par la symétrie centrale :

1. **Newton-locale :** un centre de gravitation défini d'absolu par une masse lourde moyennant la symétrie centrale, dans le système des planètes en cas d'une bonne approximation par le soleil p. ex.

2. **RG-locale :** un centre de gravitation de même défini d'absolu par une masse lourde dominante comme le soleil.

3. **RG-cosmique :** sous la présomption du postulat cosmique, les métriques de la RG et donc les potentiels de la RG ne doivent pas dépendre d'un lieu, car des potentiels définis par (10) selon la RG héritent leur propre importance physique des g_{ij}, ce qui signifie en fin de compte qu'il y a absence de centre de gravitation (qui peuvent être observé) dans la cosmologie de la RG.

4. **Dans la cosmologie newtonienne (CN)** les potentiels „non physiques" n'ont pas besoin être homogènes et donc constants dans l'espace ; ils peuvent alors désigner un centre de manière formelle. Tout point du cosmos peut pourtant être défini comme centre de gravitation dans $R = 0$ et comme centre d'une sphère massive virtuelle avec un radius R et une densité homogène ρ ; le potentiel (virtuel) V y relatif selon Newton correspond donc à $V(R) = \frac{2\pi}{3} G\rho R^2$ (cf. A.2 aussi). L'écart $R(t)$ par rapport au centre retenu délibérément décrit la dynamique (expansion ou implosion) de la sphère massive virtuelle, et, de ce fait, du cosmos aussi, comme $R(t)$ est égale pour toutes les sphères virtuelles. On peut donc interpréter – à condition d'une normalisation adéquate – $R(t)$ comme facteur d'échelle tant dans la CN que dans la cosmologie de la RG, ce qui signifie qu'il y a absence de tout centre (qui peut être observé).

5. **Dans la cosmologie de la TPC,** le centre de gravitation selon la loi fondamentale de la gravitation cosmique 1 constitue la position actuelle ou le point de départ d'une masse témoin ou d'un rayon de lumière, ce qui signifie que les potentiels et champs ne sont définis „que" par rapport à des particules témoins ou des rayons de lumière dans la TPC. Pour des rayons de lumière, leur source prétendue reposer dans le substrat cosmique, une supernova ou une galaxie lointaine p. ex., peut donc assumer le rôle du centre de gravitation où (au point avec r = 0) le potentiel de la TPC va disparaître. Il s'agit d'un choix particulièrement utile parce que des supernovae et galaxies sont définies d'absolues dans le cosmos.

6. **La cosmologie de la TPC sous une formulation apparemment métrique** hérite la relativité du potentiel V de la TPC aux masses témoins ou bien à des rayons de lumière à la métrique qu'elle emploie, moyennant (10). Donc : les masses témoins et rayons de lumière disposent tous de leur propre métrique cosmique ou bien de leur propre métrique TPC avec un centre défini d'absolu au point de départ réel ou virtuel.

Les champs de gravitation ou bien leurs sources définissent des distances locales indépendamment de la lumière, tandis que sur des échelles cosmiques, ils définissent un système (RR) de repos cosmique inertiel par le biais de la coquille des masses actuellement infinie. Ce système correspond à l'espace absolu de Newton. Contrairement à l'espace absolu de Newton, il désigne le repos avant le mouvement physiquement sur des échelles cosmiques ou bien avec des champs de gravitation locaux „assez" faibles.

Dans la cosmologie, dans le cadre de la gravitation **"cosmique"** sous le régime de la symétrie cosmique donc, seul le décalage de fréquence cosmique et la dilatation du temps (9) peut être mesuré directement, tandis que la vitesse de la lumière (8) n'est plus mesurable. Celle-ci peut (et doit) pourtant (cf. 4.2.3) être estimé comme constante tout comme dans la RR et la cosmologie conforme. Afin de répondre au postulat cosmique, il faut pour cette raison transformer la métrique de Rindler (7) en métrique TPC en supposant $g_{33} = g_{00}$ tout en respectant l'équation (8), qui indique la vitesse de la lumière dans un champ de gravitation constant, ce qui n'entraîne aucune modification à la „relation Pound-Rebka“ (9) confirmée par des essais qui pour sa part indique le décalage gravitationnel vers rouge et la dilatation gravitationnelle du temps. Ceci est admissible du fait que nous ne considérons pas la description métrique par le biais des g_{ij} comme fondamentale comme c'est le cas dans la RG. Du point de vue de la physique, les g_{ij} n'ont plus ou moins que la valeur de polynômes à coefficients d'un calcul de compensation. Pour cette raison, seules les relations (8) et (9) ainsi que la relation entre l'heure de l'horloge cosmique et de « l'horloge de référence de la fusée » sont importantes du point de vue de la physique. Ce qu'on peut observer de même est la luminosité apparente de chandelles standard. Comme dans la TPC et contrairement à la RG, le „vrai“ espace absolu, considéré a priori ou bien de manière plus approfondi, est déterminé par la coquille des masses actuellement infinie ; on peut donc aisément calculer la luminosité apparente : avec le décalage gravitationnel vers le rouge connu, elle émane de la distance de la trajectoire de la lumière dans le système cosmique (RR) au repos de la TPC. On peut donc aussi calculer la relation de la luminosité/décalage vers le rouge de la TPC, qui, dans le cadre des erreurs statistiques et systématiques, coïncide bien avec les données des observations faites jusqu'à présent, bien qu'elle ne dépende que de la densité moyenne $\rho = \rho_\infty$ du cosmos. De principe, celle-ci ne peut pas être mesurée directement, mais, extraite indirectement de H, elle coïncide plus ou moins avec la densité ρ_0 sur les plus grandes échelles connues – jusqu'à une ou deux ordres de grandeur pour être précis. Des déclarations d'une telle précision – **absolument sans paramètre vraiment libre !** – de loin dépassent les possibilités de la cosmologie standard.

6 Conclusions

L'intégration d'une coquille des masses actuellement infinie avec la densité ρ_∞ dans un modèle de cosmos où, au sens de „Mach/Newton“, elle est responsable pour les phénomènes d'inertie, et, depuis peu pour une décélération cosmique Hc constante pour la lumière sur des échelles cosmiques d'où émane la métrique de la TPC compétent pour la cosmologie sur la base de considérations de la fusée d'équivalence et donc en passant par la métrique de Rindler, aboutit à une modification de la gravitation classique, locale et cosmique. Afin de pouvoir éviter tout contradiction il faut remplacer l'interprétation géométrique de la RG par une „interprétation de la fatigue de la lumière“ apparemment métrique dans un „vrai“ espace-temps RR (du fond), ce qui devrait de même réduire les problèmes entre la M.Q. et la gravitation de manière considérable. On obtient ainsi la relation luminosité/décalage vers le rouge y compris l'effet de ralenti correcte observée dans un cosmos statique à échelles suffisamment grandes, sans big bang, avec un seul paramètre un peu libre, la constante de Hubble $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho_\infty}$. Par ailleurs, moyennant l'exactitude de la TPC avec des évaluations de données de supernovae par le biais de la cosmologie standard (présumée être euclidienne de nos jours), on trouvera impérativement une expansion accélérée qui correspond à peu près à celle ayant été calculée, tandis qu'elle est complètement incompréhensible du point de vue standard. Cette accélération (seulement apparemment réelle) en effet correspond à peu près exactement à l'accélération (pas réelle) de la fusée d'équivalence citée ci-dessus au sens d'une astuce arithmétique. Par le biais d'une intégration physiquement plausible de la décélération cosmique dans la mécanique céleste, on peut par ailleurs expliquer la dynamique des galaxies à la manière de MOND dans la région extérieure de galaxies spirales sans matière noire (cf. [7, 8, 10]), tandis que le fond diffus cosmologique est en premier lieu attribué à la lumière d'étoiles décalée vers le rouge (fatiguée) et thermalisée additionnellement [10].

Tout cela de loin dépasse les possibilités de la cosmologie standard et de toutes les alternatives que je connais tout comme par ailleurs celles de la mécanique céleste standard sur des échelles galactiques et plus grandes aussi.

Références

[1] Johannes Kepler, Neue Astronomie, "ubersetzt und eingeleitet von Max Caspar, Verlag R. Oldenbourg, M"unchen-Berlin 1929, speziell Seite 26

[2] H. Stephani, Allgemeine Relativit"atstheorie, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1988

[3] Eckhard Rebhan, Theoretische Physik, Spektrum Akademischer Verlag, 1999, speziell Teil V, Abschnitt 31.1 Newton-Kosmologie

[4] Otto Heckmann, Theorien der Kosmologie, Springer Verlag, berichtigter Nachdruck 1942/1968, speziell der 1. Teil

[5] Hubert Goenner, Einf"uhrung in die spezielle und allgemeine Relativit"atstheorie, Spektrum Akademischer Verlag, 1996

[6] Peter Wolff, Dunkle Materie : Ein "Uberblick, juillet/août 2007

[7] Peter Wolff, Weltpotentialtheorie – Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie oder
Das Unendliche und die Schwerkraft, 6. oct. 2007 ; ce travail est en partie quelque peu dépassé.

[8] Peter Wolff, Cosmologie sans Big Bang ni matière noire ou Gravitation cosmique : base de la lumière fatiguée et de MOND, 10 fév. 2009

[9] Peter Wolff, Kosmische Gravitation oder
Gravitation unter Zentral- und Allsymmetrie, 5. Version, 4. Mai 2011

[10] Peter Wolff, Weltpotentialtheorie oder
Urknall und beschleunigte Expansion : alles nur ein Trugbild m"uden Lichts, 2012

[11] A. Einstein, "Uber das Relativit"atsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen, Jahrb. d. Radioaktivit"at u. Elektronik. IV, 1907, Kapitel V, §17, speciellement section dernière, page 454.

[12] H. Poincaré, Sur la Dynamique de L'Électron, Rendiconti del Circolo matematico di Palermo, Band 21, M"arz 1906, eingereicht und zur Publikation akzeptiert im Juli 1905 ; 100 Sonderdrucke zur Verteilung erhielt der Autor sofort nach dem Druck im Dez. 1905, wie dies bei den Rendiconti "ublich war.

Itaslen et Fatschel au mois de novembre 2008 — 3è version avec nouveaux annexes B, C, D et E

Juin/juillet 2009 : 4è version avec nouvelle section 5, un aperçu de la gravitation de la TPC apparemment métrique et annexe élargi E, qui n'apporte guère de faits nouveaux, mais servira à améliorer la compréhension comme j'espère. Par ailleurs – il n'y a que peu de modifications mineures, à l'exception de celles des conclusions qui désormais ne sont plus d'actualité, surtout par pour des raisons d'égard vis-à-vis des anciens lecteurs.

Mai 2011 : 5è version avec des améliorations principalement didactiques, surtout dans les sous-chapitres concernant les interprétations au sujet de la RG et de la TPC dans l'aperçu sur la gravitation de la TPC apparemment métrique 5 ; les annexes ont également été améliorées. L'annexeD.2 a été légèrement élargie.

A Les notions de potentiel dans la cosmologie

Nous allons nous limiter au cas d'un substrat cosmique homogène avec potentiel isotrope qui émane d'un centre de gravitation réel et absolu ou uniquement relatif et effectif. En partant du potentiel conservatif newtonien régi par la symétrie centrale par le potentiel cosmique relatif de la cosmologie newtonienne, nous aboutissons au potentiel de la TPC relatif aux masses témoins ou à des rayons de lumière avec décélération cosmique.

A.1 Le potentiel classique de la masse ponctuelle et de la sphère massive

$$V(r) = -\ \frac{G\ M}{r} \quad \text{ou avec} \quad M = \frac{4\pi}{3}\rho\ r^3 \quad V(r) = \frac{2\pi}{3} G\ \rho\ r^2 \ \text{ avec } \ G = \text{la const. grav.} \tag{11}$$

M constitue une masse ponctuelle ou la masse d'une sphère massive avec un radius R ; $r(< R)$ représente l'écart d'une masse témoin par rapport au centre de la masse M, génératrice du champ. La force ou bien l'accélération gravitationnelle $\vec{a}(r)$ exercée sur la masse témoin est donc avec ces deux cas (pour les problèmes cosmologiques, le cas de la sphère massive est plus approprié) :

$$\vec{a}(r) = -g\vec{rad}\ V(r) = -\ \frac{G\ M}{r^2}\ \frac{\vec{r}}{r} \quad \text{ou bien} \quad \vec{a}(r) = -\ \frac{4\pi}{3} G\ \rho\ r\ \frac{\vec{r}}{r}$$

Du point de vue métrique, la métrique externe et interne (plus proche de la cosmologie) de Schwarzschild est applicable (cf. B.1).

A.2 Le potentiel cosmique relatif de la cosmologie newtonienne (CN)

$$V(r) = \frac{2\pi}{3} G\rho\ r^2 \quad \text{ou bien avec} \quad M = \frac{4\pi}{3}\rho\ r^3 = \text{const.} \quad V(r) = -\ \frac{G\ M}{r} \tag{12}$$

$M =$ const. est uniquement et exclusivement applicable avec l'expansion de Hubble étant supposée, car les particules du substrat cosmique ne peuvent pas se dépasser réciproquement même avec r étant assujetti à des changements. r représente ici l'écart entre deux points A et B quelconques dans un substrat cosmique homogène/isotrope idéalisé avec la densité actuelle de masse ρ. Au sens d'un modèle idéalisé et facile à traiter, le substrat cosmique ne doit interagir que de manière gravitationnelle. A ou B peuvent arbitrairement être pris comme centre de gravitation. Le point opposé respectif alors symbolise la masse témoin dans le champ central d'une masse sphérique (virtuelle) homogène avec un radius r et la masse M. On trouve cette définition chez Heckmann à la page 18 dans [4] déjà (ancien président de l'Union Astronomique internationale (UAI), premier directeur général de l'ESO et auteur du livre „Theorien der Kosmologie") :

> De manière claire, l'expression (20) [ici (12)a] signifie qu'une différence potentielle provenant de l'écart r règne entre les points A et B. C'est la différence potentielle qu'on obtiendrait si on pouvait éliminer toute la matière du cosmos, à l'exception de celle qui se trouve dans une sphère avec le radius r avec centre A et tout aussi bien dans celle du centre B.

On n'aurait même pas besoin de supposer que la matière continue en dehors des sphères virtuelles. Le fait qu'elle enferme les sphères isotropiquement suffit amplement : de ce fait, selon Newton, elle est donc sans influence comme la RG. Du fait de la définition r régie par la symétrie cosmique, un élément du substrat cosmique paraissent se faire attirer par tous les points cosmiques, ce qui freine l'expansion et renforce l'implosion. Cela signifie pourtant que tout point de l'univers peut être considéré comme centre de gravité effectif et virtuel dans la CN.

L'accélération de la gravitation ainsi définie, de par sa dépendance de r, en général ne montre pas de symétrie cosmique, à l'exception du cas particulier dynamique avec l'expansion de Hubble ou bien l'implosion, ce qui aboutit alors à une coïncidence formelle complète des équations (12)c et (11)a, pourtant sous le régime de significations différentes de r. La métrique y relative est la métrique de Friedmann/Lemaître B.2 de la cosmologie standard avec une dynamique de Hubble R(t) „intégrée". Par contre, si on exige toujours l'homogénéité pour la gravitation cosmique et non seulement pour un cas spécial dynamique par analogie avec la justification de la loi de la gravitation locale de Kepler on aboutit au potentiel cosmique de la TPC :

A.3 Le potentiel cosmique sous le régime de la symétrie cosmique

$V(r) = k\, f\, r$, où k une constante et où f représente une fonction des valeurs des masses témoins. (13)

Malgré l'homogénéité demandée pour des grandeurs physiquement mesurables – dont V ne fait pas partie contrairement à une différence potentielle ΔV – V(r) peut dépendre de grandeurs de masse de test comme la vitesse v, p. ex. r représente l'écart d'une masse témoin en vol libre depuis le point de départ, qui peut toujours être identifié avec la position momentanée de la masse témoin aussi ; avec cette définition fondamentalement importants de la TPC, nous abandonnons la cosmologie newtonienne. Du V(r) ainsi défini par rapport aux masses témoins maintenant émane l'accélération cosmique gravitationnelle $\vec{a}_{\text{cosmos}}$ exercée sur une masse témoin qui s'éloigne de $\vec{dr}$ de sa position actuelle :

$$\vec{a}_{\text{cosmos}} = -\vec{grad}\; V(r) = -\frac{\partial V(r)}{\partial r}\frac{\vec{dr}}{dr} = -k\; f\; \frac{\vec{dr}}{dr}, \quad \text{ce qui est singulier pour } dr = 0$$

On peut remédier à la singularité par définition d'un facteur demi-classique $f(\frac{v}{c}) = f(\beta)$ qui dépend de v, car des masses témoins reposant au centre de gravitation ne subissent aucune accélération :

$$\vec{a}_{\text{cosmos}} = -k\; f(\beta)\; \frac{\vec{dr}}{dr} = -k\; f(\beta)\; \frac{\vec{v}}{v} \quad \text{avec } f(0) = 0 \text{ et } f(>0) = 1$$

$\vec{v}$ représente la vitesse momentanée et du fait que le vecteur de décalage infinitésimal $\vec{dr}$ montre dans la même direction que la vitesse momentanée, $\vec{v}_{\text{mom.}} = \frac{\vec{dr}}{dt}$ et donc $\frac{\vec{dr}}{dr} = \frac{\vec{v}}{v}$ est applicable. Donc : le fait que $\vec{a}_{\text{cosmos}}$ équivaut à une décélération cosmique se manifeste de manière formelle maintenant. Par ailleurs, $f(\beta)$ ne devrait pas être défini de discontinu comme on fait ci-dessus mais d'une manière aussi générale que possible de $f(\beta)$ continu avec $f(0) = 0$ et $f(1) = 1$ car la nature n'est que rarement discontinue :

$$\vec{a}_{\text{cosmos}} = -kf(\beta)\,\frac{\vec{v}}{v} \;\text{ avec } f(0) = 0 \text{ et } f(1) = 1 \quad \text{ou avec} f = 1 \quad \vec{a}_{\text{cosmos}} = -k\,\frac{\vec{c}}{c} \text{ pour la lumière}$$

$f(\beta) = \beta^{\nu}$ est une approche simple pour le f cité ci-dessus et, jusqu'à présent, $\nu = 1$ parait être une présomption admissible qu'il faut pourtant encore vérifier davantage par des données d'observation : $\vec{a}_{\text{cosmos}} = -k\beta\,\frac{\vec{v}}{v} = -\frac{k}{c}\,\vec{v}$

Au fond, l'importante „métrique cosmique des rayons de lumière" qui fait partie du potentiel cosmique relatif aux rayons de lumière équivaut à la métrique de Rindler, qui décrit une force d'inertie (de la coquille des masses actuellement infinie) sans pourtant décrire une force de gravitation d'une répartition de masses locales comme c'est impératif dans le cadre de la TPC. Pour plus d'informations au sujet de la métrique cosmique dans la cosmologie de TPC veuillez consulter l'annexe B.3.

Une comparaison entre le décalage cosmique vers le rouge et la cosmologie newtonienne qui n'est pas présentée ici stipule la formule suivante pour la lumière dans un substrat cosmique idéalement homogène avec la densité ρ :

$$V(r) = k\,r = Hc\,r = \sqrt{\frac{8\pi}{3}\,G\,\rho}\,c\,r \quad \text{ou bien} \quad H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}\,G\,\rho} \quad \text{et ainsi} \quad \vec{a}_{\text{cosmos}} = -H\,\vec{v} \qquad (14)$$

H représente la constante de Hubble qui est constante dans la TPC tout comme la densité de masse ρ ; c représente la vitesse de la lumière. La décélération cosmique $\vec{a}_{\text{cosmos}}$ non seulement aboutit tout de suite au décalage cosmique vers le rouge et l'effet de ralenti observés avec des explosions de supernovae p. ex., mais, sur des échelles „assez“ grandes, elle aboutit à un cosmos en équilibre stable aussi. Ainsi, la TPC est consistante en elle-même contrairement à la cosmologie du big bang qui doit postuler sa dynamique de Hubble. On reçoit l'ordre de grandeur correcte de H de ρ à l'aide de (14)b aussi. La dynamique des galaxies spirales à la manière de MOND suivit un peu moins directement. D'autant plus que la TPC est une théorie de la fatigue de la lumière sur la base d'une physique de laboratoire confirmée (Pound/Rebka) qui a fait échouer toutes les objections habituelles et déjà anciennes avancées contre de telles théories. Tout cela dépasse les possibilités de la cosmologie standard de loin.

B Les approches métriques dans la cosmologie

Par la suite, nous allons nous limiter au cas d'un substrat cosmique homogène. Partant d'une sphère pleine homogène et finie avec un rayon $R(t)$, une densité de masse $\rho(t)$ et une masse $M = \frac{4\pi}{3} R(t)^3$, nous arrivons par le biais d'une sphère pleine, homogène et potentiellement infinie à la répartition homogène/isotrope et effectivement infinie des masses de la cosmologie de la TPC en fin de compte. Dans des modèles supposés isotropes autour d'un centre de gravité réel ou seulement effectif, seuls les mouvements radiaux intéressent – comme il convient à des problèmes locaux, centraux et cosmiquement symétriques. De ce fait, on peut supposer que $d\phi$ et $d\theta$ sont égaux à zéro. Ceci simplifie les équations de définition pour les métriques de manière considérable.

B.1 Sphère homogène finie potentiellement infinie (Schwarzschild)

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_S}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{1 - r_S/r} \, dr^2 \quad \text{pour } r \geq R \text{ ou bien } ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{R(t)^2}{1 - kr^2} \, dr^2 \quad \text{pour } r \leq R \tag{15}$$

$r_S = \frac{2GM}{c^2}$ signifie le rayon de Schwarzschild tandis que r représente l'écart par rapport au centre de la sphère qui ne peut pas se perdre même pour $R \to \infty$. La première métrique – seulement pour les R finies – est la métrique extérieure de Schwarzschild. La deuxième métrique est la métrique intérieure à condition de négliger la pression à l'intérieur de la sphère, à condition donc que la dynamique radiale d'un espace de poussière ou espace gâteau (implosion ou expansion) soit uniquement déterminée par la gravitation et les conditions de départ (R(t) et $\dot{R}$(t)). Applicable en plus : $M = \frac{4\pi}{3} R(t)^3$ = const., et k = 1, 0 ou -1 indique le type de l'espace (mathématique) : sphérique, euclidien ou hyperbolique. Ces deux métriques correspondent aux potentiels absolus courants dans A.1.

B.2 „Sphère pleine" effectivement infinie et homogène (Friedmann)

Dans les modèles effectivement infinis sans centre de gravité physiquement défini, le rayon R(t) est remplacé par un facteur d'échelle qui servira à graduer tous les écarts entre des points A et B au choix dans l'univers modèle. On arrive ainsi à la célèbre métrique de Friedmann, qui – dans la formule de Robertson-Walker (avec r au lieu de χ en tant que variable) – permet une interprétation „plus directe du point de vue de la physique" ou bien plus facile :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{R(t)^2}{1 - kr^2} \, dr^2 = c^2 dt^2 - \frac{dD^2}{1 - kr^2} \quad \text{avec } dD(r) = R(t) dr \text{ et } v(t) = \dot{D}(r) = \dot{R}(t) \, dr \tag{16}$$

Dans le facteur d'échelle $R(t)$ cette métrique enferme la loi de Hubble ($\dot{R}(t) = H(t)\ R(t)$ ou $H = \frac{\dot{R}}{R}$). Dans l'essentiel r – plus précisément D – constitue l'écart entre deux points A et B au choix dans un substrat cosmique idéalisé homogène/isotrope avec la densité de masse $\rho(t)$ comme dans le cas de la cosmologie de Newton qui est très instructive du point de vue de la physique. Formellement, r constitue la coordonnée radiale dans les coordonnées normales de Gauss. A des fins d'illustration : ce sont les systèmes de coordonnées flottant dans le substrat cosmique. Tout point de l'espace dispose d'un tel système de référence ou de coordonnées „naturel". Dans le cadre de la cosmologie standard, tous se trouvent en mouvement relatif l'un par rapport à l'autre. La métrique dans des coordonnées normales (16) et la métrique dans des coordonnées absolues (15)b concordent complètement d'un point de vue formel. La signification de r est pourtant différente.

La métrique de Friedmann – contrairement au potentiel de Newton y relatif dans A.2 – répond au postulat cosmique ou bien au principe cosmologique faible, du fait que la dynamique de Hubble est intégrée dans la métrique de Friedmann et du fait qu'on n'a donc pas besoin de la postuler davantage. Et pourtant, ce phénomène ne réduit point les difficultés, il n'a que le pouvoir de les dissimuler : seule une dynamique du substrat cosmique (ou bien de l'espace) tout à fait particulière et pas justifiable du point de vue de la physique permet de répondre aux exigences du postulat cosmique. En tant que successeurs de Kepler en quelque sorte, nous procédons de manière tout à fait différente dans la TPC : nous déduisons la loi de la gravitation cosmique du postulat cosmique de manière analogue à Kepler qui déduisait la loi de la gravitation locale de la symétrie centrale et „l'anticipation" de la loi de Gauss :

B.3 Substrat cosmique effectivement infini, homogène et isotrope (TPC)

Le principe de l'équivalence entre un système de référence constamment accéléré et un champ de gravitation constant constitue le point de départ d'une cosmologie TPC (apparemment) métrique. Ceci du fait que la TPC connaît une accélération cosmique constante et gravitationnelle Hc qui agit de manière dominante sur tous les rayons de lumière qui parcourent des zones de l'espace où les champs locaux peuvent être négligés par rapport à cette accélération cosmique. Ceci s'applique à tous les domaines que la lumière lointaine peut parcourir jusqu'à nos télescopes à l'exception de quelques déviations par des répartitions de masses locales (effets de lentille). De ce fait, la métrique de Rindler avec l'accélération constante de la gravitation $-Hc$ s'applique en général à la cosmologie TPC. Elle correspond à la métrique à l'intérieur d'une fusée d'équivalence virtuelle accélérée par Hc. Dans cette fusée, l'émetteur de lumière S se trouve au bout et le récepteur E à la pointe. On trouve ces faits dans l'annexe C, et spécialement dans C.2, d'où nous reprenons la métrique de la TPC (27). Nous mettons pourtant R et T à la place de r et τ et en plus τ à la place de τ_S (G = constante de gravitation, ρ = densité du substrat cosmique idéalisé et $Hc\ R = \Delta V$ = différence du potentiel cosmique relative aux rayons de lumière entre l'émetteur avec $R = 0$ et le récepteur avec R) :

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = \left(1 - \frac{H\ R}{c}\right)^2 (c^2 dT^2 - dR^2) \text{ et avec } \dot{R} = 0 \quad \frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{H\ R}{c};\ H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}\ G\ \rho} \quad (17)$$

La relation $\frac{d\tau}{dT}$ importante du point de vue de la physique est identique à celle employée dans la métrique de Rindler. Supposons pourtant que l'observateur ou bien le télescope se trouve chez $R = c\ T$ et que le point de départ du rayon de lumière (virtuel) ou bien l'émetteur se trouve chez $R = T = 0$. Nous allons appeler les coordonnées (polaires) du „vrai" système inertiel égalisé et global y relatif où le point zéro se trouve également chez le récepteur r et t. Il correspond au „système inertiel de la rampe de lancement" dans le calcul de la fusée d'équivalence. La mesure directe et (presque) pure de R et T – aussi de r et t – est „uniquement" possible dans un environnement „grandement local" de l'émetteur. R peut être considéré comme écart (apparent) de l'émetteur avec $r = R = 0$ par rapport au récepteur chez R. T est à considérer comme temps de propagation de la lumière (apparente) à condition de considérer l'émission de la lumière être $t = T = \tau = 0$. τ y indique alors le temps de propagation de lumière propre étant affichée et „additionnée" par l'horloge des rayons de lumière, par un rayon de lumière monochrome p. ex. Ce rayon de lumière représente une horloge par le biais de sa fréquence inverse. ν_E signifie la fréquence au cas où elle serait mesurée auprès du récepteur et ν_S, si elle était mesuré directement auprès de l'émetteur ou à un endroit quelconque – auprès d'un émetteur virtuel – du rayon de lumière sur son trajet vers le récepteur. Du fait des équations $\frac{d\tau}{dT} = \frac{\nu_E}{\nu_S}$ und $z = \frac{\nu_S}{\nu_E} - 1$ on obtient de (17) le décalage vers le rouge $z = \frac{1}{1-\frac{H\ R}{c}} - 1 = \frac{\frac{H\ R}{c}}{1-\frac{H\ R}{c}}$ et pour $\frac{H\ R}{c} \ll 1$ la loi de Hubble $c\ z \sim v \sim H\ R$; d'ailleurs suivi au niveau infinitésimal $dz = H\ \frac{dR}{c} = \frac{dV}{c^2}$. R et T ne peuvent pas être observés directement sauf pour des valeurs „petites“. Seul z peut être observé directement. De ce fait nous exprimons $R = c\,T$ et dT par z et dz :

$$R = \frac{c}{H}\,\frac{z}{1+z} \quad \text{ou bien} \quad 1 - \frac{H\,R}{c} = \frac{1}{1+z} \quad \text{und aus obigem } dz = H\,\frac{dR}{c} \text{ folgt} \quad dT = \frac{dz}{H} \qquad (18)$$

Dans ce contexte, $d\tau$ et dT ont deux significations différentes : Ces valeurs désignent d'une part une mesure de temps (apparente, mesurée à distance) auprès de l'émetteur (virtuel) ou bien la mesure du temps propre (réelle) d'une horloge de rayons de lumière τ (une ligne spectrale nette p. ex.) et la mesure du temps propre dT d'une horloge du récepteur. Elles désignent d'autre part un pas de temps infinitésimal du rayon de lumière sur son parcours de l'émetteur au récepteur. Avec des mesures de temps assez petites étant retenues et uniquement dans ce cas ! – les mesures de temps peuvent aussi servir de pas de temps infinitésimaux. On s'en sert dans (18)c. Dans (18)c dz équivaut à une modification infinitésimale de z, à condition que la lumière parcoure la différence de potentiel infinitésimalement petite $dV = Hc\,dR$ pendant une durée de temps dT (ou $d\tau = dt$) infinitésimalement courte. S'en suit ainsi le temps de propagation de la lumière (propre) τ_l de l'émetteur au récepteur mesurée par une horloge de rayons de lumière compte tenu de (18) et par l'intégration sur la base de (17)b. Il faut dans ce cas que le décalage de fréquence total connu entre l'émetteur et le récepteur soit z (cf. [10], section 6.3) :

$$d\tau = \sqrt{g_{00}}\,dT = \left(1 - \frac{H\,R}{c}\right)\,dT = \frac{1}{1+z}\,dT = \frac{1}{1+z}\,\frac{dz}{H} \quad \text{et d'où} \quad \tau_l(z) = \frac{ln(1+z)}{H} \qquad (19)$$

dT, l'intervalle du temps propre de l'horloge du télescope supposé être au repos indique en plus la mesure de temps universellement applicable et cosmique dt de la TPC comme tout autre intervalle de temps propre d'une horloge (au repos). La relation entre t et T émane de l'équation (23) $t = T_H \sinh \frac{T}{T_H}$ avec $T_H = \frac{1}{H}$ de l'annexe C.1. L'intégration de $\tau_l(z)$ dans (23) fait émaner le temps de propagation de lumière cosmique (vraie et égalisée) $t_l(z)$ avec l'écart (vrai et égalisé) $D_l(z)$ de l'émetteur dans le système inertiel absolu de la TPC :

$$t_l(z) = \frac{sinh(ln(1+z))}{H} \quad \text{et} \quad D_l(z) = \frac{c}{H}\,sinh(ln(1+z)) \qquad (20)$$

Ce résultat est également présent dans la section 5.1.1 de [7]. La formulation métrique de la TPC aboutit donc une distance de la propagation de la lumière qui est identique à celle tirée directement du modèle de la fusée d'équivalence d'Einstein. Pour les chandelles standards, ce fait amène finalement à la relation entre la luminosité et le décalage vers le rouge de la TPC (section 6.3 dans [10] et section 5.1.4 dans [7]). Celle-ci est en mesure de décrire les observations dans le cadre des précisions de mesure de manière suffisante (section 5.2 dans [7] et section 6.4 dans [9]).

La procédure citée ci-dessus dévie fortement de la procédure de la RG métrique habituelle du fait que l'interprétation selon la métrique de la RG aboutit à des contradictions dans la TPC. La théorie de la gravitation locale de la RG permet pourtant les deux interprétations jusqu'à présent. La nouvelle interprétation (de la métrique apparente) est supérieure à l'interprétation de la RG dans la théorie de la gravitation locale aussi. Ceci pour le fait qu'elle permet la justification de la métrique de Schwarzschild même sans équations de champ (cf. C.3). Pour la mise en oeuvre formelle du concept de la mesure à distance dans la cosmologie TPC qui est basé sur la fatigue de la lumière (32) gravitationnelle (réelle !) – nous allons introduire des systèmes de coordonnées ou bien de référence locaux. Ces systèmes correspondent aux systèmes inertiels fondamentaux ou normaux de Gauss de la cosmologie standard. Ceux-ci flottent dans le substrat cosmique dans le cas limite statique avec H s'approchant de 0. Dans la TPC, R - l'écart (apparent) entre deux systèmes cosmiques locaux - assure le rôle de v^2, le carré de la vitesse relative dans la RR. Tout point de l'espace dispose d'un tel système cosmique local. De ce fait, l'émetteur (au repos) et le récepteur (au repos aussi) d'un rayon de lumière en disposent eux-aussi. Les transformations cosmiques décrites dans l'annexe E établissent la relation entre les systèmes de coordonnées de différents systèmes locaux inertiels – entre deux galaxies très éloignées du point de vue cosmique p. ex. Du fait que tous les systèmes locaux reposent relativement l'un par rapport à l'autre dans la cosmologie TPC (idéalisée), la TPC accorde la priorité au repos avant le mouvement. De ce fait, les systèmes cosmiques locaux et inertiels ne se distinguent pas par leurs vitesses relatives mais par leurs écarts relatifs uniquement.

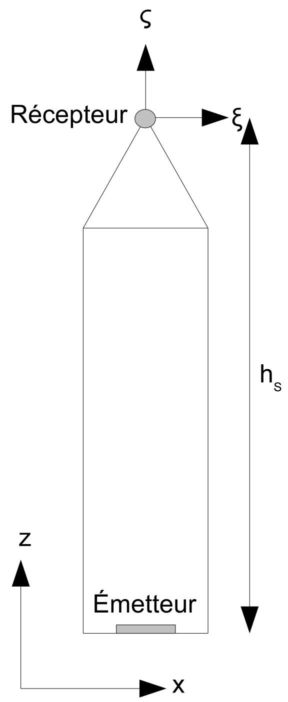
La compréhension de certains faits devient plus facile si l'on décrit la métrique de la TPC (17) à l'aide du rayon de Hubble $R_H = \frac{c}{H}$, le temps de Hubble $T_H = \frac{1}{H}$ et $R = c\,T$:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{R}{R_H}\right)^2 (c^2dT^2 - dR^2) = \left(1 - \frac{T}{T_H}\right)^2 (c^2dT^2 - dR^2) \quad \text{et avec } \dot{R} = 0 \quad \frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{R}{R_H}$$

On peut ainsi voir que R_H ou bien T_H assument le même rôle dans la TPC que c dans la RR : R_H et T_H équivalent à un écart limite ou bien à une telle durée. Si on laisse approcher ρ_∞ – la densité moyenne du substrat cosmique ou bien de la coquille des masses – de 0, H va également s'approcher de 0 tandis que R_H et T_H évoluent vers ∞. La métrique de la TPC se confond donc dans la métrique de la RR comme il se doit avec $\rho_\infty = 0$ – s'il y a donc absence d'une coquille des masses effectivement infinie. Sur le plan de l'interprétation, R_H, T_H (et c) constituent des grandeurs infinies. Elles doivent leur finitude uniquement au problème de la mesure à distance (ou bien formation/empreinte de traces) : la lumière a besoin d'infiniment de temps t_l et de temps de propagation de lumière propre τ_l aussi pour parcourir la distance R_H. Il ne faut pourtant aucun temps de propagation de lumière propre pour parcourir une distance finie quelconque dans l'espace RR vide et libre de gravitation. J'attire l'attention aussi à l'equation $\frac{d\tau}{dT} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ de la RR au lieu de $\frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{R}{R_H}$ comme dans la TPC et au fait que dans la RR, les mesures externes aboutissent à des dilatations réciproques (apparentes) du temps et des contractions réciproques en longueur. Dans la cosmologie TPC par contre, les mesures à distance aboutissent à des dilatations réciproques (apparentes) du temps et des dilatations réciproques en longueur.

C Fusée d'équivalence, métrique de Rindler, métrique locale de Schwarzschild et métrique cosmique de la TPC

Nous allons employer une approche plus physique que mathématique pour aborder la métrique de Rindler. Cette approche permet en plus l'accès direct à la métrique locale de Schwarzschild et la métrique cosmique de la TPC sans avoir recours aux équations de champ de la RG et l'interprétation RG de la métrique à la manière de la RG (l'accès standard de Resag est disponible p. ex.).



Le schéma sur la gauche illustre une fusée d'équivalence selon le modèle du célèbre ascenseur d'Einstein. Pour cette raison, elle peut être considérée comme fusée en accélération constante ou en tant que tour dans le champ de gravitation constant avec un émetteur de lumière au fond et un récepteur à la pointe (Pound/Rebka). Le système de coordonnées x/z symbolise un système inertiel qui s'insère (en direction du regard y) ; le système ξ/ζ (en direction du regard η) symbolise le système de la fusée ou bien de la tour. Les axes des deux systèmes sont sans restriction de la généralité supposés être parallèles. Avec le cas „Pound-Rebka“ de la tour, les systèmes x/z et ξ/ζ se correspondent de manière classique. Ce point commun est pourtant impossible en cas d'applicabilité du principe d'équivalence de la RR, du fait que les mesures des temps et distances entre des systèmes en mouvement l'un par rapport à l'autre diffèrent en généralité (?) lors de la comparaison selon les règles de mesure de la RR. Le point zéro du système ξ/ζ est supposé être à la pointe de la fusée - selon le schéma - et le point zéro du système inertiel est également supposé être dans l'émetteur à la pointe de la fusée au moment du lancement simultané $t = 0$ de la fusée et du rayon de lumière observé. Nous retenons $t = \tau = 0$ comme moment de lancement. t y signifie le temps mesuré par des horloges synchronisées sur la RR dans le système inertiel. τ représente le temps propre de l'horloge du récepteur à la pointe de la fusée.

Nous allons d'abord considérer la situation dans une fusée réelle dont nous décrivons le mouvement dans le système de référence global et inertiel (x/y/)z/t dans lequel la fusée est vraiment lancée :

C.1 La métrique de Rindler dans les coordonnées de fusées

Einstein a établi les bases du principe de l'équivalence en 1907 déjà [11]. Ce principe existant entre un système de référence en accélération constante dans un système inertiel et un champ de gravitation constant (en direction $-\zeta$) dans un système inertiel (sans ce champ) permet le calcul de l'influence de ce champ de gravitation sur un rayon de lumière en direction ζ en remplacement. Il y faut y calculer la trajectoire de la lumière dans le système des coordonnées de la fusée local ζ/τ. Les moyens de la RR sont déjà suffisants pour ce calcul : à l'aide de l'équation hyperbolique de la fusée (cf. [3], section 20.11.1 p. ex.) on aboutit indépendamment des coordonnées au temps de vol Δt et à la distance Δz parcourue par la fusée pour un temps de vol propre $\Delta\tau$ quelconque, à condition que c représente la vitesse de lumière et g l'accélération supposée constante :

$$\Delta t = \frac{c}{g} \sinh \frac{g\ \Delta\tau}{c} \approx \Delta\tau \quad \text{et} \quad \Delta z = \frac{c^2}{g}\left[\cosh \frac{g\ \Delta\tau}{c} - 1\right] \approx \frac{g}{2}\Delta\tau^2 \approx \frac{g}{2}\Delta t^2 \tag{21}$$

Pour des Δt réduits ou bien $g\ \Delta\tau \ll c$ on obtient la loi sur la chute des corps de Galilée dans le champ de la terre (approché) constant comme il se doit selon les formules d'approche citées ci-dessus à l'exception du signe de Δz (la fusée d'équivalence accélère en direction z positive). C'est pourtant surtout la relation entre ζ et τ pour un rayon de lumière parcourant le trajet de l'émetteur au récepteur qui nous intéresse en premier lieu. Un tel rayon de lumière qui part au moment $t = \tau = 0$ de l'émetteur (réel ou virtuel) pour arriver au récepteur à la pointe de la fusée après une période de temps Δt doit (compte tenu du système inertiel) non seulement parcourir la distance Δz mais la distance $\Delta z + h_S$. On arrive ainsi à la relation suivante pour la trajectoire de la lumière dans le système de la fusée :

$$c\ \Delta t = \frac{c^2}{g} \sinh \frac{g\ \Delta\tau}{c} = \Delta z + h_s = \frac{c^2}{g}\left[\cosh \frac{g\ \Delta\tau}{c} - 1\right] + h_S \tag{22}$$

Avec le moment et le point zéro local ayant été supposés être à la pointe de la fusée lors du lancement de la fusée on aboutit à $\Delta t = t,\ \Delta\tau = \tau$ et $h_S = -\zeta_S$ à cause de $\Delta\zeta = \zeta_{\text{récepteur}} - \zeta_{\text{émetteur}} = -\zeta_{\text{émetteur}} \equiv -\zeta_S$. Nous allons en plus introduire les grandeurs $R_H = \frac{c^2}{g}$ et $T_H = \frac{c}{g}$. De (21) on obtient ainsi les suivantes équations de transformation entre le système z/t et le système ζ/τ ($x = \xi$ et $y = \eta$) :

$$\begin{aligned} t &= T_H \sinh \frac{\tau}{T_H} \qquad \text{et} \qquad z = R_H \left[\cosh \frac{\tau}{T_H} - 1\right] + \zeta \quad \text{dont émane} \\ dt &= cosh \frac{\tau}{T_H}\ d\tau \qquad \text{et} \qquad dz = c\ sinh \frac{\tau}{T_H}\ d\tau + d\zeta \end{aligned} \tag{23}$$

De (22) émanent en plus les coordonnées ζ_S/τ_S pour l'émetteur (virtuel) d'où émanait le rayon de lumière qui arrivera au récepteur dans la pointe de la fusée au moment t ou bien τ après le lancement de la fusée ou bien après l'émission du rayon de lumière de l'émetteur :

$$\begin{aligned} \zeta_S(\tau) &= -R_H \left(1 - \frac{1}{e^{\frac{\tau}{T_H}}}\right) \approx -c\ \tau \quad \text{ou bien} \quad \tau(\zeta_S) = -T_H\ ln\left(1 + \frac{\zeta_S}{R_H}\right) \approx -\frac{\zeta_S}{c} \\ d\zeta_S &= -c\ \frac{1}{e^{\frac{\tau}{T_H}}}\ d\tau = -c\ \left(1 + \frac{\zeta_S}{R_H}\right)\ d\tau \quad \text{ou bien} \quad d\zeta_{Licht} \equiv d\zeta_L = c\ \left(1 + \frac{\zeta_S}{R_H}\right)\ d\tau \end{aligned} \tag{24}$$

La formule pour $d\zeta_S = -d\zeta_L$ dans (24) prétend que l'émetteur de lumière virtuel recule pour ainsi dire toujours plus dans le passé avec le temps, tandis que la lumière s'approche de la pointe de la fusée ou bien du récepteur à la vitesse $v(\zeta) = \frac{d\zeta_L}{d\tau}$. Après une accélération g constante infiniment longue de la fusée, la lumière arrive au récepteur à $\zeta = 0$. Cette lumière est issue d'un émetteur à $\zeta = -R_H$. R_H constitue donc l'écart par rapport à l'horizon (du passé) dans le système de référence de la fusée d'où les signaux de lumière peuvent de justesse encore atteindre le récepteur après un temps infiniment longue. Du fait que l'émetteur ou bien la rampe de lancement de la fusée peuvent se trouver à un point quelconque du temps cosmique, l'approche de la fusée d'équivalence ou bien la métrique de Rindler couvrent tout le temps cosmique (x,y,)z/t malgré l'horizon. Dans le système inertiel d'où la fusée a été lancé, où on peut négliger les coordonnées x et y du fait de $dx = dy = d\xi = d\eta = 0$ (nous allons continuer à omettre l'indice S à ζ_S et $d\zeta_S$), le principe suivant s'applique à notre cas particulier :

$$ds^2 = c^2\ dt^2 - dz^2 \quad \text{et dont avec (23)} \quad ds^2 = c^2\ d\tau^2 - 2c\ sinh \frac{\tau}{T_H}\ d\tau\ d\zeta - d\zeta^2$$

Avec l'expression mixte $d\tau d\zeta$, il suffit de remplacer $d\zeta$ par $d\zeta_L$ de (24), pour obtenir avec $\frac{2\ \sinh x}{e^x} = 1 - \frac{1}{e^{2x}}$ et avec $e^{-\frac{\tau}{T_H}} = 1 + \frac{\zeta}{R_H}$ (le remplacement de $d\tau$ aboutissait à des mesures dépendantes de la hauteur au lieu des montres.) :

$$ds^2 = c^2\ d\tau_s{}^2 = \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right)^2\ c^2 d\tau^2 - d\zeta^2 \quad \text{avec} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = 1 + \frac{\zeta}{R_H} \quad \text{et} \quad \frac{d\zeta_L}{d\tau} = c\ \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right) \quad (25)$$

(25)a est la célèbre métrique de Rindler (avec $d\xi = d\eta = 0$). La vitesse de lumière dépendant de ζ dans le système de fusée ζ/τ $v(\zeta)_{\text{lumière}} = d\zeta_L/d\tau$ pour un rayon de lumière partant du bout (virtuel) de la fusée à $\zeta = \zeta_S$ jusqu'à la pointe nous avons déjà reçu de (?) (24).

Dans le cas de la fusée, les comparaisons des temps des horloges de l'émetteur et du récepteur correspondent à une comparaison d'horloges entre des systèmes inertiels virtuels (détachés de la fusée au moment t) en mouvement uniforme l'un par rapport à l'autre. Dans de tels systèmes, on a suffisamment de temps pour des mesures. Il faut alors lire les horloges de l'émetteur dans un système inertiel (virtuel) qui aura été détaché de la fusée au moment $t = \tau = 0$ et qui correspondra de ce fait justement au système z/t. Un observateur auprès du récepteur dans un système de fusée (réel) aura l'impression que l'horloge de l'émetteur avance plus lentement, conformément à l'effet Doppler longitudinal. Ceci émane également de (25)b du fait que dans la situation présente il y a $d\tau_S < d\tau$ du fait qu'à l'émetteur il y a $\zeta = -h_S$ (cf. schéma du début).

Ou bien inversement : dans le système émetteur virtuel inertiel : si un observateur lit le temps sur l'horloge du récepteur (selon toute vraisemblance) il ne pourra y arriver que par le biais d'un rayon de lumière qui transmet les informations de temps du récepteur à l'émetteur. Pour cette raison, un observateur qui se trouve à l'émetteur aura l'impression que l'horloge du récepteur à la pointe avance plus vite que sa propre horloge auprès de l'émetteur au bout de la fusée. La vitesse de la lumière déterminée auprès de l'émetteur par biais de l'horloge du récepteur ayant été lue à distance équivaudra donc à $< c$. Ceci correspond à la vitesse de la lumière $\frac{d\zeta_L}{d\tau}$ dépendant de ζ dans le système de la fusée d'équivalence déterminée dans (24) du fait que ζ est positif cette fois-ci. Du fait que la mesure de la vitesse de la lumière actuelle dans le système émetteur virtuel inertiel par une propre horloge de l'émetteur à la place de l'horloge du récepteur doit aboutir à c, on obtient en même temps $\frac{d\tau_S}{d\tau}$ cité ci-dessus.

Résumons : les déclarations d'un observateur se trouvant au bout de la fusée correspondent à celles faites à la pointe de la fusée. Cela signifie que les horloges auprès de l'émetteur avancent réellement (A) ou apparemment (B) plus lentement que les horloges auprès du récepteur. Ceci aboutit à un effet grand ralenti avec des évènements éloignés. „L'interprétation RG" courante retient la variante A malgré le fait que cette interprétation n'est ni obligatoire, ni convaincante du point de vue de la physique (cf. annexe D pour plus de détails) :

Dans le système de fusée ζ/τ les grandeurs de mesure $d\tau$ et/ou $d\zeta$ dépendent alors du lieu à cause de ζ. De ce fait, les horloges avancent donc à une vitesse différente en fonction du lieu et/ou bien la longueur des échelles varie en fonction du lieu. Cette interprétation boite pourtant du fait que ces dépendances varient également en fonction du choix de l'horloge τ (selon (25)). Au cas où nous aurions placé cette horloge auprès de l'émetteur p. ex. au lieu de la placer auprès du récepteur ou bien du télescope de l'observateur, la vitesse de la lumière équivaudrait à c à cet endroit. Il serait alors différent auprès du récepteur. Cela laisse supposer un effet apparent. Il ne peut donc pas s'agir d'un vrai effet physique. Du fait que la RR ne connaît aucune procédure de synchroniser différentes horloges dans un système accéléré, il faut avoir recours à une horloge de référence dans le système de fusée.

Sous la symétrie cosmique dans le cadre de la TPC, l'interprétation RG aboutit même à des contradictions : différentes horloges au repos ne pourraient alors pas afficher les mêmes intervalles de temps propre, sauf dans un espace trivial et vide (cf. aussi B.3). La relation $d\tau_S = \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right) d\tau =$

$\left(1+\frac{\Delta\zeta}{R_H}\right)d\tau = \left(1-\frac{h_S}{R_H}\right)d\tau$ peut être vérifiée directement par une comparaison des fréquences à l'aide de l'effet de M"ossbauer (Pound-Rebka). C'est pourtant impossible dans une fusée. C'est „uniquement" possible dans le champ de gravitation de la terre constante g $\left(R_H = \frac{c^2}{g}\right)$ dans une approche excellente. Avec $V = g\ \zeta$ équivalent au potentiel de gravitation de la terre, on peut varier la formule pour $d\tau_S$ en employant $\Delta V = V(\zeta_E) - V(\zeta_S) = g(\zeta_E - \zeta_S) = gh_S$ dans $d\tau_S = \left(1+\frac{\Delta\zeta}{R_H}\right)d\tau = \left(1+\frac{g\ \Delta\zeta}{c^2}\right)d\tau = \left(1-\frac{g\ h_S}{c^2}\right)d\tau = \left(1-\frac{\Delta V}{c^2}\right)d\tau$. Au moins en ce qui concerne le cas d'une fusée réelle, tout cela parle plutôt en faveur de l'interprétation B au lieu de l'interprétation A surtout du fait qu'on peut choisir le point zéro du système de fusée tout à fait librement moyennant le positionnement adéquat du récepteur. Dans le cas d'une fusée d´équivalence virtuelle la situation est plus compliquée : l'accélération g de la fusée permettant de simuler le champ de gravitation ne peut pas être choisie librement. Elle ne peut pas être choisie librement non plus en général si elle dépend – c'est toujours le cas avec un champ pas homogène et/ou statique – de la position de la fusée dans l'espace et/ou le temps. Un tel champ de gravitation pas homogène définit par ailleurs une échelle longitudinale indépendante de la définition RR ancienne/moderne de Poincaré de 1905. Il faut en tenir compte dans l'interprétation de la métrique de Rindler ou bien lors du transfert du système de référence de la fusée au (?) système de la tour dans un champ de gravitation (pas homogène) ;(cf. **??**). Nous allons dans un premier temps aborder le cas de la symétrie cosmique avec le champ de gravitation sélectif par rapport aux rayons de lumière et homogène de la cosmologie TPC :

C.2 De la métrique de Rindler à la métrique de la TPC dans le cadre de la symétrie cosmique

La métrique de Rindler (25)a se présente de manière suivante dans la version potentielle et avec r étant employé au lieu de ζ :

$$ds^2 = \left(1-\frac{\Delta V}{c^2}\right)^2 c^2 d\tau^2 - dr^2 \text{ avec } \frac{d\tau_S}{d\tau} = 1-\frac{\Delta V}{c^2} \text{ (Pound-Rebka dans le champ de la terre)} \quad (26)$$

Selon une interprétation assez commune de la RG, les horloges – dans un potentiel $(r - r_S)$ tout comme dans la TPC – ne peuvent fonctionner „correctement" qu'auprès de l'émetteur de lumière avec $r = r_S = -h_S$ où de tels potentiels disparaissent tandis que les échelles ne sont pas influencées. La dernière déclaration ne peut pourtant pas être correcte : dans la TPC tout comme dans la RR les mesures de longueurs sont basées sur des mesures du temps de propagation de la lumière qui est influencée par les champs de gravitation (cf. **??**). Dans la cosmologie de la TPC, la situation se présente particulièrement simple du fait de la vitesse de la lumière étant constante comme dans la RR, ce qui n'est pourtant pas le cas avec la métrique de Rindler. Afin que la vitesse de la lumière reste constante dans la description métrique/cosmiquement symétrique, il faut appliquer le facteur de dilatation $d\tau$ à dr aussi. Dans la métrique citée auparavant, il correspond à dz du système inertiel s'insérant (?) qui provient du calcul de la fusée d'équivalence. Entrons un peu plus dans le détail : $\frac{dz}{dt} = \frac{dr}{d\tau_S} = \frac{dr}{\sqrt{g_{00}}d\tau} = c$ ou bien $\frac{dr}{d\tau} = \sqrt{g_{00}}\ c$ comme dans (26). A la place de la vitesse de la lumière $\frac{dr}{d\tau}$ variant en fonction du lieu, on peut maintenant introduire dr avec $dz = \sqrt{g_{00}}\ dr$ ce qui nous amène à l'équation $\frac{dr}{d\tau} = c$ avec la métrique relative de la TPC (avec $\dot{r} = 0$) ; (le facteur „$\frac{d\tau_S}{d\tau}$ de Pound-Rebka" est identique à celui de (26). La relation importante entre t et τ dans (23)a reste également inchangée) :

$$ds^2 = c^2 d\tau_S{}^2 = \left(1-\frac{\Delta V}{c^2}\right)^2 (c^2 d\tau^2 - dr^2) \quad \text{avec} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = \frac{\nu_E}{\nu_S} = 1-\frac{\Delta V}{c^2} \quad \text{et} \quad \frac{dr_{\text{lumière}}}{d\tau} = c$$

A cause de $z = \frac{\nu_E}{\nu_S} - 1$ $z = \frac{1}{1-\frac{\Delta V}{c^2}} - 1$ est applicable. Pour les z et ΔV infinitésimalement petits $dz = \frac{dV}{c^2}$ est donc applicable. De ce fait, on peut considérer le rythme d'une horloge dépendant du lieu comme „effet apparent" basé sur l'influence de la gravitation sur la propagation de la lumière. Ce phénomène est illustré de manière claire et semi-classique dans l'annexe D.2 Dans la cosmologie, l'équation $\Delta V = V_{\text{récepteur}} - V_{\text{émetteur}} = V_{\text{récepteur}} = Hc\ h_S = Hc\ r$ est applicable si l'on considère le potentiel cosmique relatif aux rayons de lumière être zéro auprès de l'émetteur de lumière et à condition d'exprimer l'écart entre le récepteur et l'émetteur en r au lieu de h_S. Ce choix du point zéro du potentiel de gravité est sensé du fait qu'il s'agit de la différence de potentiel „parcourue" par la lumière. Un espace statique avec $\dot{r} = 0$ est suivi de la métrique de la TPC relative aux rayons de lumière

$$ds^2 = c^2 d{\tau_S}^2 = \left(1 - \frac{H\ r}{c}\right)^2 (c^2 d\tau^2 - dr^2) \quad \text{et avec } \dot{r} = 0 \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = \frac{\nu_E}{\nu_S} = 1 - \frac{H\ r}{c} \tag{27}$$

Avec $dz = \frac{dV}{c^2}$ et $dV = Hc\ dr$ la fatigue infinitésimale de la lumière cosmique s'en suit avec $dr_{\text{lumière}} = c\ d\tau$

$$dz = \frac{dV}{c^2} = \frac{Hc\ dr_{\text{lumière}}}{c^2} \quad \text{d'où en émane l'importante relation} \quad dz = H\ d\tau \text{ de la TPC.} \tag{28}$$

Le rayon de Hubble $R_H = \frac{c}{H}$ et le temps de Hubble $T_H = \frac{1}{H}$ permettent une description encore supérieure de la métrique de la TPC. La relation formelle avec la cosmologie standard est ainsi illustrée de manière claire :

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r}{R_H}\right)^2 (c^2 d\tau^2 - dr^2) = \left(1 - \frac{t}{T_H}\right)^2 (c^2 d\tau^2 - dr^2) \quad \text{et avec } \dot{r} = 0 \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = 1 - \frac{r}{R_H} \tag{29}$$

Du fait que r représente l'écart de l'émetteur (virtuel) par rapport au récepteur ou bien l'observateur et non pas l'écart du récepteur par rapport à un centre de gravité absolu connu, cette métrique est cosmiquement symétrique ; ceci correspond à la situation au niveau du potentiel cosmique. Cf. B.3 pour obtenir plus détails sur la métrique de la TPC. Dans le cadre de la TPC, R_H et T_H sont des effets apparents et ne correspondent à aucune distance ou temps de propagation de la lumière physiques comme dans la cosmologie standard. Dans ce domaine, T_H représenterait le temps fini de propagation de la lumière réelle du Big Bang à nos jours. La TPC par contre, permet le choix libre (? : w"ahrend nach WPT beliebig grosse (wahre) Lichtlaufzeiten t_l bzw. τ_l (20)) m"oglich sind) au niveau des temps de propagation de la lumière (vraies) t_l ou bien τ_l ((20)). Ce phénomène s'impose dans un espace statique. Dans la TPC, R_H et T_H ne représentent que les écarts relatifs apparents ou bien mesurés à distance par rapport à l'observateur respectif à partir desquels le décalage vers le rouge devient infini. Scheinbare, aus z erhaltene, kosmische Abst"ande R_H und T_H entsprechen „wahren", unendlichen, aus der scheinbaren Helligkeit von Standardkerzen erhaltenen Lichtlaufdistanzen D_l und Zeiten t_l im inertialen, entzerrten Weltruhesystem der WPT.

C.3 De la métrique de Rindler à la métrique de Schwarzschild sous le régime de la symétrie centrale

Dans le cas de champs de gravitation pas homogènes, la métrique de Rindler (25) n'est applicable que sur le plan infinitésimal. L'expression potentielle (26) qui lui correspond doit donc être adaptée pour $\Delta V \to 0$:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2 c^2 d\tau^2 - dr^2 \quad \to \quad ds^2 = \left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right) c^2 d\tau^2 - dr^2 \quad \text{avec} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = 1 - \frac{\Delta V}{c^2}$$

Notez bien que la métrique de Rindler dans la version „expression potentielle" est différente pour des champs de gravitation homogènes et pas homogènes.

Selon l'interprétation métrique standard de la RG, les montres marchent „correctement" en cas d'un champ central habituel avec un potentiel r^{-n}, $n > 0$ et la métrique citée ci-dessus dans l'infini uniquement où de tels potentiels disparaissent tandis que les mesures ne sont pas influencées. Cette prétention n'est pourtant pas correcte selon l'interprétation de la courbure espace-temps de la TPC ou bien de la distorsion de l'espace-temps à cause des influences sur les trajets de la lumière par les champs de gravitation : ceci est dû au fait que les mesures du temps et des longueurs sont basées sur les mesures du temps de propagation de la lumière. Pour cette raison, la TPC interdit que la vitesse de la lumière (bidirectionnelle) localement mesurable (dans le système des planètes) soit basée colorrot seulement sur une „distorsion" (dilatation dans ce cas) du temps. Selon la méthode de mesure de la RR, la distorsion du trajet de la propagation colorrot de lumière doit en effet contribuer de la même manière à la déviation des données d'observation de Newton que la distorsion gravitationnelle du temps à condition que les observations dépendent de la même manière des temps et des longueurs ; c'est le cas que pour des vitesses mais non pas pour des dilatations du temps qui ne dépendent pas de mesures des longueurs. Afin d'obtenir des vitesses correctes, il faut refouler les longueurs en cas d'un champ de gravitation „fort" par le facteur employé pour la dilatation des temps. (cf. annexe **??** pour plus d'informations). On y arrive en appliquant $g_{rr} = -\frac{1}{g_{00}}$ dans l'élément linéaire de Rindler :

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right) c^2 d\tau^2 - \frac{1}{1 - \frac{2\Delta V}{c^2}}\, dr^2 \;\text{ mit }\; \frac{d\tau_S}{d\tau} \approx 1 - \frac{\Delta V}{c^2} \;\text{ und }\; v(\Delta V)_L = c\left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right) \tag{30}$$

En émane une autre fois le décalage de fréquence de Pound-Rebka $\frac{d\tau_S}{d\tau} = 1 - \frac{\Delta V}{c^2}$ de la métrique de Rindler qui a été prouvé par des essais pour les petits ΔV. Nouveau : on obtient maintenant $v_L = c\left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right)$, ce qui – contrairement au „Rindler-v_L"$= c\left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)$ – est compatible avec les observations !

L'interprétation de la TPC de la fatigue gravitationnelle de la lumière ou bien d'une influence gravitationnelle sur la lumière laisse en plus supposer que la métrique „infinitésimale" de Rindler dans l'expression (30) avec ΔV „petit" est généralement applicable – donc à des ΔV grands aussi – (cf. également **??**) : Avec $V(r) = -\frac{GM}{r}$ suit donc $\Delta V = \frac{GM}{r_S} = -V(r)$ et pour $r_E \gg r_S$ suit $\Delta V = \frac{GM}{r_S} = -V(r)$ si la variable r désigne l'écart (de l'émetteur S et le récepteur E) depuis le centre de gravitation défini comme absolu dans ce cas précis. Si on suppose que l'observateur ou le récepteur de lumière se trouve dans l'infini avec r_E, où les horloges marchent „correctement" – selon l'interprétation de la RG – on arrive justement à la célèbre métrique de Schwarzschild à condition qu'on introduise encore le rayon de Schwarzschild $R_S = \frac{2GM}{c^2}$ qui correspond à l'horizon de Rindler R_H et qu'on ne considère que la situation radiale :

$$ds^2 = \left(1 - \frac{R_S}{r}\right) c^2 d\tau^2 - \frac{1}{1 - \frac{R_S}{r}}\, dr^2 \quad \text{pour} \quad d\theta = d\phi = 0 \quad \text{(cf. également (15))} \tag{31}$$

(31) constitue la liaison formelle avec la théorie de gravitation symétriquement centrale de la RG en dehors d'une répartition isotrope des masses bien prouvée dans le système solaire et partiellement au-delà pour des champs forts sans que nous ayons besoin des équations de champ de Hilbert-Einstein pour leur enchaînement fondé du point de vue de la physique. Dans la TPC, le fondement physique de la métrique de Schwarzschild est complètement différent de celui de la RG : Nous considérons la marche des horloges variant en fonction du lieu moyennant l'interprétation de la RG possible et assez courante comme seul effet „apparent" qui est dû à l'influence de la gravitation sur la propagation de la lumière comme l'enchaînement semi-classique très clair et instructif du décalage gravitationnel de la fréquence dans l'annexe D.2 suppose déjà.

D Comparaison des interprétations

L'interprétation métrique courante physique/réaliste de la RG aboutit à des contradictions dans la cosmologie de la TPC. Raisons : dans cette interprétation, la marche des horloges par $g_{00}(x)$ avec $x = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, x, y, z)$ dépend en général du lieu et du temps. Sous la symétrie cosmique prétendue dans la cosmologie, seules des métriques banales (en coordonnées polaires) indépendantes de r et donc seuls de tels potentiels sont possibles. Par contre, la TPC est basée sur un potentiel proportionnel à r (et donc sur une métrique dépendant de r), toutefois avec r défini comme relatif uniquement – en tant qu'écart et donc indépendamment du lieu. De ce fait, les rayons qui parcourent ce potentiel de l'émetteur jusqu'au récepteur en fonction de l'écart Δr entre l'émetteur et le récepteur subissent un décalage gravitationnel vers le rouge. L'interprétation habituelle de la RG est en premier lieu basée sur une physicalisation de l'espace-temps à l'aide du tendeur métrique **g**, tandis que l'interprétation de la TPC (gravitation cosmique) est en premier lieu basée sur un espace-temps géométrique/apriorique, dans lequel on trouve la physique – comme dans l'approche classique – dans les potentiels ou bien dans les champs. Nous allons examiner ces deux interprétations plus en détail (formellement, à cause de $g_{ij} = \eta_{ij} + V_{ij}$ on peut changer entre la description métrique et potentielle) :

D.1 L'interprétation métrique de la RG

La physique de la gravité est placée dans l'espace-temps qui (dans la RG) est définie par un tenseur métrique $g_{ij}(x)$ caractérisée par le tenseur énergie-masse avec la distance infinitesimale ds :

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = g_{ij}(x) dx^i dx^j$$

$d\tau$ dans cette formule signifie le temps propre d'une horloge. Pour une horloge au repos dans un champ de gravitation défini par g_{ij} et une horloge en mouvement dans un espace libre de gravitation et vide (avec $g_{ij} = \eta_{ij}$) on obtient donc les deux relations connues :

$$d\tau(x) = \sqrt{g_{00}}(x)\ dt \text{ (horloge au repos)} \quad \text{et} \quad d\tau(v) = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\ dt \text{ (horloge en mouvement)}$$

Pareillement à la métrique **g** avec le terme $g_{00}(x)$ qui définit une mesure du temps $d\tau$ (variant en fonction du lieu) pour les horloges au repos dans x, elle définit en général également une mesure de longueur infinitésimale $d\xi$ (variant en fonction du lieu) pour les mesures au repos dans x à une heure fixe (nous savons déjà de la RR que les mesures en mouvement apparaissent (ou sont) contractées) :

$$d\xi^2 = -\sum_{i,j=1}^{3} g_{ij} dx^i dx^j = -g(x)(dx^2 + dy^2 + dz^2) = -g(r, \theta, \phi)(dr^2 + r^2(d\theta^2 + sin^2\theta\, d\phi^2))$$

A partir de maintenant, nous allons en général nous limiter aux cas de la symétrie centrale et de la symétrie cosmique. On peut donc remplacer les dépendances x par de simples dépendances r ou encore t le cas échéant. Avec $d\theta = d\phi = 0$ nous arrivons à $d\tau$ et $d\rho$. ρ ne désigne que la longueur propre dans des coordonnées polaires avec le point zéro au point de la mesure infinitésimale $d\rho$:

$$d\tau(r, t) = \sqrt{g_{00}(r, t)}\ dt \quad \text{und} \quad d\rho(r, t) = \sqrt{g_{rr}(r, t)}\ dr$$

Les déclarations clés de la description métrique (peuvent être vérifiées directement par des essais) ne correspondent pas directement à $d\tau$ et $d\rho$ cités ci-dessus. Il s'agit de comparaisons d'horloges ou bien fréquences $\frac{d\tau(r)}{dt}$ et la vitesse de la lumière $v(r)_{\text{lumière}} = \frac{d\rho_{\text{lumière}}(r)}{dt}$ variant en fonction du lieu. Cette dernière s'applique au moins à des distances pas trop importantes. On peut donc justifier l'interprétation métrique de la RG d'au moins 3 manières (en savoir plus dans **??**) :

1. Par des horloges ou mesures variant en fonction du lieu et du temps le cas échéant.
2. Du fait des effets de projection variant en fonction du lieu et du temps, les mesures du temps et des longueurs paraissent également varier en fonction du lieu et du temps.
3. Par un éther universel décrit par les g_{ij}. Einstein s'y est très probablement référé dans son fameux discours du 5 mai 1920 à Leiden. La cosmologie standard p. ex., peut alors être interprétée assez clairement des deux manière suivantes :
    - Un éther cosmique ou bien espace en expansion dans le sens radial décrirait alors un cosmos en expansion. Ce dernier devient alors l'exemple phase d'une théorie (moderne) de l'éther.
    - L'éther cosmique pourrait (formellement par les g_{ij}) faire rétrécir des mesures aussi. Ce phénomène est pourtant difficile à distinguer d'un cosmos en expansion.

Au cas où – comme dans la cosmologie – on appliquerait le faible principe cosmique qui interdit les mesures dépendant d'un lieu ou d'états de l'éther, on peut toujours faire dépendre les mesures ou états de l'éther du temps cosmique ou du temps de Friedmann.

Fait instructif pour l'interprétation : le paradoxe de Bell qui aboutit à la déchirure d'une corde reliant deux fusées en accélération identique selon l'interprétation de la RG – contrairement à l'interprétation potentielle ou bien de la fatigue de la lumière de la TPC (et de l'interprétation des traces de la RR). Du fait que cet essai ne peut pas être réalisé pour des raisons (presque) de principe et techniques, on ne peut pas le citer comme experimentum crucis. Il montre tout de même combien la base de l'interprétation de la RG (et de la RR) est instable.

Dans le cadre de l'interprétation de la RG, on peut formellement exprimer les $g_{ij}(x)$ sous forme de $g_{ij}(x) = \eta_{ij} + V_{ij}(x)$. Les V_{ij} y représentent les potentiels généralisés. Comme on sait, dans des cas simples et hautement symétriques, ils sont intégrés (?) dans les potentiels de Newton dans le cadre de la RG pour des champs faibles. Les η_{ij} stipulent la métrique du fond ou l'espace-temps par définition comme temps-espace de Poincaré-Minkowski. Selon la vue courante de la RG, celle-ci n'est applicable qu'à un espace en général (?) vide. Dans les cas de la symétrie centrale et de la symétrie cosmique, $\mathbf{g}$ et $\mathbf{V}$ et donc $d\tau$ ne dépendent plus que de t (et r). Ces deux cas particulièrement importants permettent une explication particulièrement simple de l'interprétation des champs ou du potentiel en alternative à l'interprétation métrique de la RG. En cas de symétrie cosmique l'interprétation du potentiel n'est pas compatible avec la RG. Localement, dans le contexte de l'exactitude des mesures d'aujourd'hui, la compatibilité est pourtant assurée.

D.2 L'interprétation potentielle

Dans l'interprétation potentielle, les unités de mesure accessibles aux essais et dépendant de la gravitation ne sont pas – ou bien tout au plus apparemment – basées sur les caractéristiques métriques (non euclidiennes) de l'espace-temps. Elles sont par contre basées sur les lois de la propagation de la lumière dans l'espace-temps de la RR sous l'effet d'un champ de gravitation. Dans les grandes lignes au moins, Poincaré avait déjà anticipé une telle explication en 1902 dans son oeuvre La Science et l'Hypothèse, longtemps avant l'évolution de la RG. L'influence d'un champ gravitationnel sur la propagation de la lumière parallèle aux lignes de champs peut être illustrée par le suivant enchaînement semi-classique du décalage de fréquences gravitationnel et la modification dans la marche de temps y relative :

Une masse inerte $m_{\text{inerte}} = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$ selon Poincaré (1900) et Einstein (1905) peut être attribuée à l'énergie de la lumière ou bien des photons $E = h\nu$ selon Planck (1899) et une autre fois selon Einstein (1905). On peut ainsi immédiatement indiquer la perte d'énergie infinitésimale ou le gain de lumière (monochromatique) dans un champ de gravitation, si on l'on connaît la différence potentielle infinitésimale dV parcourue par la lumière (un dV positif aboutit à une perte d'énergie) :

$$\begin{aligned} & dE = h\,d\nu = -m_{\text{inerte}}\,dV = -\frac{h\nu_0}{c^2}\,dV; \quad \text{dont émane avec } a = -\frac{dV}{dr} \text{ ou bien } dV = -a\,dr : \\ & \frac{d\nu}{\nu_S} = -dz = -\frac{dV}{c^2} = \frac{a}{c^2}dr \quad \text{et avec } a = -Hc \text{ (pour la lumière dans la TPC)} \quad dz = Hdt \end{aligned} \tag{32}$$

Pour cette raison, la marche des horloges au repos est „en vérité" partout identique : les signaux de lumière monochromatiques de lignes spectrales aig"ues p. ex., des horloges elles-mêmes en fin compte, qui sont indispensables aux comparaisons d'horloges perdent de l'énergie lors du franchissement d'une différence potentielle. Pour cette raison, elles décalent plus vers le rouge et marchent plus lentement si on les considère comme horloges. De ce fait : de cette manière, on ne mesure pas la fréquence de l'émetteur ν_S, mais la fréquence de lumière „fatiguée" $\nu = \nu_S + d\nu$. En cas de lumière tombant dans un champ de gravitation, elle gagnera en énergie et décalera plus vers le bleu. L'essentiel n'est donc pas le potentiel lui-même – comme prétendu par la RG – c'est uniquement la différence potentielle parcourue par la lumière qui compte. Du fait que l'effet de fatigue sur la lumière suit de la lecture (à l'aide de signaux de lumière ayant un effet fatigant), il compte pour toutes les horloges et non pas uniquement pour les „horloges de rayons de lumière". Dans l'astronomie et surtout dans la cosmologie, des signaux autres que les signaux de lumière ne sont guère imaginables – au moins pour des mesures de précision. De principe, surtout un transport d'horloges adiabatiquement lent à des fins de comparaison d'horloges est impossible en fait.

Dans la RG, les g_{ij} sont déterminés par les équations de champ de Hilbert-Einstein en cas de répartitions masses-énergie locales connues. Dans la TPC par contre, les V_{ij} sont enchaînés exclusivement de la RR et du principe original de l'équivalence d'Einstein de 1907 ; à cet effet, ce cas particulier simple est généralisé moyennant l'emploi de l'équation locale de Poisson dans l'espace euclidien pour les répartitions des masses locales. Actuellement, nous ne tenons pas (encore) compte des répartitions d'énergie (pure) et des flux de masses. La généralisation est particulièrement simple avec les deux cas hautement symétriques et très importants avec symétrie centrale et cosmique pour lesquels la métrique de Schwarzschild locale et la métrique cosmique de la TPC (les deux au sens d'une métrique apparente) peuvent être enchaînés par le biais de la métrique de Rindler (cf. annexe C). En fin de compte, ce sont les seuls cas prouvés par des observations correctes et fiables. Tous les tests locaux essentiels, non banaux, précis et incontestés de la RG sont en effet, eux-aussi, „uniquement" basés sur la métrique de Schwarzschild.

E Les systèmes de coordonnées de la TPC et transformations

La différence principale par rapport à la RG : il y a un système de repos inertiel (RR) qui correspond à une version RR de l'espace absolu de Newton. Dans un modèle de l'univers idéalisé, on peut imaginer ce système de référence réalisé par un substrat universel homogène et isotrope avec la densité ρ_∞ avec pleins d'éléments de substrat cosmique équivalents ou bien des points sur lesquels aucune force n'agit, du fait qu'ils se trouvent au repos l'un par rapport à l'autre selon les suppositions (cf. annexe A.3). Outre les éléments de substrat reposant relativement l'un par rapport à l'autre, nous allons en plus uniquement considérer les rayons de lumière (courts, monochromatiques) qu'on peut aussi considérer comme horloges en déplacement et aptes à échanger des informations entre les éléments du substrat. Une accélération gravitationnelle constante universelle et dissipative agit sur ces rayons. Cette accélération est proportionnelle à $\sqrt{\rho_\infty}$. Partant du système de référence absolu, nous allons par la suite traiter les plus importants systèmes de référence et transformations de la TPC :

1. **L'espace-temps absolu de la TPC** est un système de référence au repos universel, absolu et inertiel (de la RR) qui se distingue par rapport à tous les autres systèmes de référence en mouvement uniforme par le fait qu'il se trouve au repos par rapport au rayonnement du fond et les galaxies et quasars lointains : Nous lui attribuons un **système de coordonnées r/t**. Dans la cosmologie de la TPC, le repos se distingue physiquement par rapport au mouvement par l'accélération cosmique avec effet dissipatif A.3 qui dépend de la vitesse dans l'espace TPC absolu. Sur le plan local ou bien „grandement local“ jusqu'à des distances Mpc à peu près - dans la zone de Kepler et MOND de la TPC - cette prétention n'est pas valable ou dans une mesure très restreinte uniquement.

   Afin d'étudier l'influence de l'accélération de la gravitation sur les rayons de lumière dans ce système de repos, nous allons avoir recours à la fusée d'équivalence d'Einstein (cf. annexe C et tout en particulier les deux premières pages) qui définit un système de référence (virtuel) :

2. **Dans le système de la fusée d'équivalence** on obtient ainsi dans une première étape la métrique de Rindler y compris les trajectoires de la lumière dans les coordonnées de fusées $\boldsymbol{\zeta/\tau}$ ((25)) à condition d'attribuer l'influence de la gravitation (selon Einstein et la RR) à $d\tau$ uniquement comme dans la physique traditionnelle. Dans l'interprétation géométrique standard selon la RG, la métrique aboutit à une marche des horloges dépendant du lieu (et du temps). Par contre, dans la TPC, les horloges au repos et mesures (?) ne sont pas influencées par la gravitation ; seules les horloges en mouvement et surtout les rayons de lumière sont influencés. De ce fait, dans la TPC, la métrique de Rindler ne constitue qu'une métrique apparente formelle. „En effet“, celle-ci ne témoigne que de la fatigue gravitationnelle de la lumière au sens de la considération de la fusée d'équivalence. Il s'agit donc d'un témoignage sur le décalage vers le rouge ou bien l'effet grand ralenti (?) et la vitesse de la lumière variant en fonction du lieu. Dans le cas d'un champ de gravitation local et constant avec une fusée rigide idéalisée nous sommes déjà au bout : La métrique de Rindler décrit l'influence du champ terrestre (approximativement constant) sur un rayon de lumière qui est émis dans le sens ou le contre-sens par rapport au champ terrestre avec des mesures prédéfinies rigides (selon Einstein) déjà correctement (Pound-Rebka). Sous le régime de la symétrie maximale, dans la cosmologie donc, c'est différent : La vitesse de la lumière y doit être c indépendamment du lieu (cf. 4.2.3). On aboutit ainsi à la métrique (apparente) de la TPC avec les **coordonnées apparentes y afférant R/T** :

3. **Les systèmes apparents de la TPC** avec la métrique de la TPC (17) correspondent aux systèmes fondamentaux dans la cosmologie de Friedmann. Différence : les systèmes de la TPC se trouvent au repos l'un par rapport à l'autre et le décalage vers le rouge et le grand ralenti sont uniquement dus à la distance. Du fait de la vitesse de la lumière constante dans

les systèmes de coordonnées apparentes de la TPC (R/T) et le système de repos (r/t) de la TPC, la formule de transformation dans (23) est suffisante pour la transformation entre ces systèmes, entre T de l'horloge de référence d'un système apparent et t du système universel inertiel, si on suppose $T = t = 0$ pour l'émission de la lumière. Dans la TPC, les systèmes de coordonnées R/T et r/t ne diffèrent qu'avec des distances importantes, à partir de quelques Mpc. De ce fait, même pour des amas entiers on n'a pas encore besoin de faire la différence entre ces systèmes. Jusqu'à ce que ces distances aient été atteintes - donc dans la zone de Kepler et MOND - le repos n'est pas encore établi absolument avant le mouvement. Comme un premier regard sur la considération de la fusée d'équivalence montre, la relation entre le système de repos absolu et les systèmes apparents de la TPC est pourtant plus compliquée que l'équation de la transformation (23)a puisse suggérer :

4. **La transformation de systèmes apparents de la TPC en système universel absolu de la TPC** n'indique l'équation (23)a que pour le point R, point auquel se trouve l'horloge de référence du système apparent respectif. D'autres points dans le système apparent étudié sont définis par leur écart par rapport à la position de l'horloge de référence. Cet écart est pour sa part défini par le temps de propagation d'un rayon de lumière depuis un émetteur à un tel point jusqu'à au télescope de l'observateur avec horloge de référence. Pour plus de simplicité et sans restriction de la généralité, nous avons stipulée $T = t = 0$ pour l'émission de la lumière ce qui aboutit à la relation banale $T = t$ pour un émetteur au télescope. Le temps de propagation important du point de vue de la physique ou bien effectif ne correspond pas à T mais au temps propre T_{propre} accumulé par l'horloge des rayons de lumière jusqu'à l'arrivée au télescope. On obtient ce temps de la mesure des unités du temps propre de l'horloge de référence. Il émane du décalage vers le rouge z de l'émetteur $T_{\text{propre}}(z) = \frac{ln(1+z)}{H}$ (cf. (19)) ; anderer Vorschlag : Ce temps émane du décalage vers le rouge z de l'émetteur avec la formule $T_{\text{propre}}(z) = \frac{ln(1+z)}{H}$ (cf. (19)) (on reçoit le résultat en unités du temps propre de l'horloge de référence) ; l'équation de transformation (23)a ne doit donc pas être appliquée à T, mais à T_{propre}. Selon les suppositions préalables ceci correspond pourtant exactement au temps à lire sur l'horloge du télescope lors de l'arrivée du rayon de lumière au télescope, tel qu'illustré immédiatement par la considération de la fusée d'équivalence. T_{propre} devient infini pour $T = \frac{1}{H}$, le temps de Hubble. De ce fait, dans la TPC, dans le système de référence absolu effectif, le temps de Hubble correspond à un temps infini et la distance de Hubble $\frac{c}{H}$ correspond donc à une distance infinie respectivement. Au sujet de la TPC, personne ne pourra donc dire que le système R/T ne saisissait pas l'espace-temps complet ! Pour illustrer ce fait davantage, dans les systèmes apparents de la TPC, il est conseillé de mettre le point zéro du temps de l'horloge de référence ou bien du télescope de l'observateur sur $T = t = 0 =$ aujourd'hui. Le temps T commencera alors à $T = -T_H = -\frac{1}{H}$ et le temps absolu y relatif à $t = -\infty$. Au moins dans un système de fusées réel, il est pourtant conseillé et plus simple de fixer le point zéro du temps au lancement de la fusée au temps de l'émission du rayon de lumière étudié comme nous l'avons déjà fait dans l'annexe C.

Compte tenu de la „traduction" du système apparent de la fusée en système cosmique apparent de la TPC, un autre pas intermédiaire s'impose pour une meilleure illustration. A cet effet, on observe une fusée virtuelle lancée au moment $T = -\infty$ (de l'horloge de référence). Une telle fusée avance au moment $T = t = 0 = \textit{aujourd'hui}$ stipulé par définition et à tous les autres moments finis et par ailleurs à tous les moments avec $T > 0$ à la vitesse de la lumière. Du point de vue de la TPC, ceci explique sans autre le succès de l'ancien modèle RR de l'univers établi par Milne en 1932 : Certes, l'expansion réelle de l'univers avec c est absurde. Par contre, une telle expansion au sens d'une astuce mathématique avec la fusée d'équivalence virtuelle d'Einstein est bien sûr admissible et doit aboutir à des résultats corrects dans les limites de cette astuce mathématique : Dans ce cas, il s'agit de la relation luminosité/décalage vers le rouge cosmique correcte. Sans justification physique, $H(T = T_{\text{aujourd'hui}}) = \frac{\dot{R}}{R} = \frac{c}{cT} = \frac{1}{T_{\text{aujourd'hui}}}$ resterait pourtant un paramètre libre qui aurait par erreur été mis en relation avec la vitesse de Hubble HR au lieu d'être mis en relation avec l'accélération Hc. Seulement la TPC a trouvé la physique constituant la base du succès du modèle de Milne inexplicable jusqu'à ce moment et donc la relation entre H et la densité ρ_∞ moyenne et indépendante du temps de l'univers $H^2 = \frac{8\pi}{3} G\,\rho_\infty$.

Il ne manque plus que la relation entre les systèmes inertiels locaux qui reposent dans le système de repos universel. Jusqu'à aux distances Mpc env. aux grands écarts cosmiques, ils coïncident avec le système de repos de la TPC :

5. **Les transformations universelles** transforment entre des systèmes de référence inertiels „locaux“ cosmiquement bien éloignés l'un de l'autre qui reposent dans le système de repos universel. Ils ressemblent en quelque sorte aux transformations de Lorentz. Dans la pratique, ces systèmes de laboratoire peuvent inclure des galaxies entières, voir des amas de galaxies, des structures locales donc, qui, – de principe – ne sont pas encore concernées par le décalage vers le rouge cosmique. Le rôle de v^2 dans les transformations de Lorentz est assumé par l'écart apparent $R = c\,T$ (T correspond au temps de propagation de la lumière) entre les systèmes locaux. Cet écart correspond à h_S dans la forme présentée au début de l'annexe C et $R_H = \frac{c}{H} = c\,T_H$ assume le rôle de c, tandis qu'on obtient les vrais temps de propagation de la lumière ou bien distances dans le système universel de la TPC par $t = T_H \sinh \frac{T_{propre}}{T_H}$ de (23) avec $T_{\text{propre}}(z) = \frac{ln(1+z)}{H}$ de (19) uniquement. Ceci équivaut à un étalement des systèmes apparents de la TPC dans le système universel de la TPC. On y arrive également par la mesure de la luminosité des chandelles standards : Les luminosités apparentes des chandelles standards constituent une mesure physique directe pour les distances cosmiques dans le système de repos absolu de la TPC. Pour cette raison, il faut lui attribuer une signification non seulement par définition comme à un espace de fond dans la RG. Il faut tout au contraire lui attribuer une signification physique tout à fait réelle.

Passons maintenant aux transformations pour le cas le plus simple de systèmes locaux au repos l'un par rapport à l'autre et séparés par l'écart (apparent) $R = c\,T$. R est supposé être très important par rapport à la „sphère de compétence“ pour les systèmes locaux – en général deux galaxies très lointaines. Il faut surtout qu'il soit assez grand afin qu'on ne puisse plus négliger $\frac{R}{R_H} = \frac{z}{1+z}$ de (18)a et que son effet de décalage vers le rouge ne disparaisse pas même dans les décalages Doppler causés par les mouvements propres des galaxies. Afin d'arriver à une ressemblance aussi grande que possible avec les transformations spéciales de Lorentz, nous partons de la supposition de systèmes axiaux cartésiens en parallèle les uns par rapport aux autres. Leurs ax

$$\begin{aligned} x_{\text{lointain}} &= \left(1 - \frac{R}{R_H}\right) x'_{\text{local}} + R \qquad & x'_{\text{lointain}} &= \left(1 - \frac{R}{R_H}\right) x_{\text{local}} - R \\ t_{\text{lointain}} &= \left(1 - \frac{T}{T_H}\right) t'_{\text{local}} + T \qquad & t'_{\text{lointain}} &= \left(1 - \frac{T}{T_H}\right) t_{\text{local}} - T \end{aligned} \tag{33}$$

Par x_{lointain} nous désignons les coordonnées x depuis des points dans un système lointain, une galaxie lointaine p. ex., à la manière dont un observateur dans le système local x dans un observatoire de sa galaxie les mesure à cause de l'effet grand ralenti et le décalage vers le rouge. Par x_{local} on entend des coordonnés de points qui font partie de l'environnement local du point zéro d'un système. Ils sont mesurés localement aussi. Par le point zéro, l'attribution d'un système de coordonnées apparent de la TPC à une structure locale (galaxie, amas) est définie. Pour les R „petits“ – donc dans la zone de Kepler et de MOND – les relations citées ci-dessus deviennent banales : on n'a alors plus besoin de distinguer entre les mesures locales et lointaines, car $\frac{R}{R_H} = \frac{z}{1+z}$ ne s'approche non seulement de 0 avec R, il devient 0 du fait que le décalage vers le rouge cosmique dans la zone de Kepler et de MOND équivaut à $z = 0$ (sur le plan local, un décalage gravitationnel mineur vers le bleu aura pourtant lieu). C'est différent avec les équations de Lorentz assez analogiques autrement qui restent correctes jusqu'à des vitesses v aux choix et où il ne faut non plus distinguer entre les mesures locales et lointaines mais entre des mesures dans le système au repos et des „systèmes étrangers" en mouvement relatif par rapport au système de repos à une vitesse v.