Chapitre 8

La gravitation newtonienne et la relativité générale

Une étude détaillée des interactions gravitationnelles intervenant entre des boucles de désinclinaison vis conduit à une analogie forte avec la gravitation de Newton, mais présentant cependant quelques différences en ce qui concerne l'attraction gravitationnelle à courte portée et surtout la dépendance de la constante de gravitation en l'expansion volumique du réseau.

On s'intéresse ensuite à la *formulation maxwellienne* des équations d'évolution spatio-temporelle présentée précédemment au chapitre 4, qui correspondait à l'expression des lois locales de la physique, comme l'électromagnétisme, telles que vues par l'observateur extérieur imaginaire ***GO*** *(**G**rand **O**bservateur)*. On montre dans ce chapitre qu'il est possible d'imaginer un observateur local ***HS*** *(**H**omo **S**apiens)* qui serait intimement lié au repère local, car lui-même constitué à partir d'un amas de singularités topologiques du réseau. Cet observateur ne peut connaître que des règles et horloges locales dans son repère local, qui sont influencées par le champs d'expansion local de telle sorte qu'elles rendent les équations de Maxwell invariantes vis-à-vis des expansions volumiques. Il apparaît alors une notion relativiste du temps pour les observateurs locaux ***HS***, pour qui la vitesse des ondes transversales est mesurée comme une constante universelle, alors que celle-ci dépend très fortement de l'expansion volumique locale si elle est mesurée par l'observateur ***GO*** extérieur au réseau.

Les interactions gravitationnelles ainsi obtenues présentent des analogies très fortes avec la *Gravitation de Newton* et avec la *Relativité Générale d'Einstein.* On discute en détail les points parfaitement analogues, comme l'analogie parfaite avec *la métrique de Schwarzschild* à grande distance d'un objet massif et *la courbure des rayons d'onde* par un objet massif.

Mais on montre aussi que notre approche eulérienne du réseau cosmologique apporte des éléments nouveaux à la théorie de la Gravitation, notamment des modifications de la métrique de Schwarzschild à très courte distance d'une singularité, et une meilleure compréhension des rayons critiques associés aux trous noirs: *les rayons de la sphère des perturbations et du point de non-retour* y sont tous deux semblables et égaux *au rayon de Schwarzschild* $R_{Schwrzschild} = 2GM / c^2$, alors que *le rayon limite pour lequel la dilatation du temps de l'observateur tendrait vers l'infini* devient nul, de sorte que notre approche n'est pas limitée pour la description d'un trou noir au-delà de la sphère de Schwarzschild.

Alors que les amas de singularités composés de boucles de désinclinaison vis satisfont la gravitation de Newton, et la plupart des résultats de la Relativité Générale, on va se poser finalement la question de savoir comment se comportent, vis-à-vis de la gravitation, les autres singularités topologiques, comme les boucles de dislocation coin, les boucles de dislocation mixte, les lacunes macroscopiques et les interstitiels macroscopiques. On en déduira ainsi l'ensemble des forces d'interaction gravitationnelles à longue portée entre les diverses singularités topologiques et leurs comportements.

Interaction gravitationnelle newtonienne d'amas de boucles de désinclinaison vis

Dans le chapitre précédent, on a montré que la masse d'inertie des boucles de désinclinaison vis est extrêmement plus élevée que les masses d'inertie des boucles coin et des boucles mixtes, de sorte que les perturbations du champ d'expansion seront essentiellement causées par les boucles de désinclinaison vis. C'est pourquoi nous commencerons par analyser les champs de perturbation d'expansion à longue portée dus à celles-ci.

Pour une boucle vis, la masse d'inertie dépend du carré de la charge de rotation $\boldsymbol{q}_{\lambda BV}$ (voir figure 7.10). Si une telle boucle se trouve dans un champ d'expansion τ, la dépendance de la masse d'inertie M_0^{BV} et de la charge de rotation de cette boucle est liée à la dépendance $c_t = c_{t0}\,\mathrm{e}^{\tau/2}$ et à la dépendance de R_{BV} et de $\boldsymbol{\Omega}_{BV}$ en l'expansion locale. On pourrait penser à priori que le rayon de la boucle est lié au pas du réseau, de sorte que $R_{BV} = R_{BV0}\,\mathrm{e}^{\tau/3}$, et que l'angle de rotation $\boldsymbol{\Omega}_{BV}$ doit correspondre à un angle satisfaisant *la symétrie du réseau*, à savoir par exemple un multiple de $\pi/2$ pour un réseau cubique, ou un multiple de $\pi/3$ pour un réseau hexagonal ou pour un réseau cubique à faces centrées, de sorte que $\boldsymbol{\Omega}_{BV}$ ne devrait pas dépendre de l'expansion de fond du réseau.

Cependant, on ne connaît pas du tout la nature exacte du réseau cosmologique, de sorte que, par esprit de généralité, on va supposer *à priori* une dépendance inconnue de R_{BV} et de $\boldsymbol{\Omega}_{BV}$ en l'expansion de fond du réseau, comme si la boucle pouvait subir une extension de son rayon et/ou une torsion dépendantes de l'expansion volumique locale du réseau, en écrivant par hypothèse que $R_{BV} = R_{BV0}\,\mathrm{e}^{\alpha_{BV}\tau}$ et $\boldsymbol{\Omega}_{BV} = \boldsymbol{\Omega}_{BV0}\,\mathrm{e}^{\beta_{BV}\tau}$, où α_{BV} et β_{BV} sont des constantes qui devront être déterminées par la suite, comme indiquer dans la figure 8.1. Sur la base de cette hypothèse, on peut déduire les dépendances en l'expansion τ de la charge $\boldsymbol{q}_{\lambda BV}$ et de la masse d'inertie $\boldsymbol{M}_0^{BV}$ d'une boucle, puis les dépendances en τ de la charge $\boldsymbol{Q}_\lambda^{amas}$, de la masse d'inertie $\boldsymbol{M}_0^{amas}$ et de l'énergie $\boldsymbol{E}^{amas}$ d'un amas de charges de rotation.

Deux amas de boucles qui se situent à une distance d l'un de l'autre vont interagir entre eux via leurs champs «gravitationnels» de perturbations d'expansion à grande portée (figure 8.1). On peut calculer les énergies des amas (1) et (2) à partir de leur masse d'inertie, en introduisant dans l'énergie la valeur totale de l'expansion au coeur de chaque amas. En effet, les deux amas distants de la distance d sont respectivement plongés dans le champs de perturbation d'expansion de l'autre amas. Comme nous savons que l'énergie élastique d'une boucle se situe essentiellement dans le voisinage proche de la boucle, on est assuré que l'énergie élastique de l'amas se trouve essentiellement dans le coeur de l'amas, de sorte que leur énergie respective est influencée par la présence de l'autre amas de telle sorte qu'il apparaît un accroissement ΔE_{grav} de l'énergie des deux amas qui interagissent, qui dépend de la distance d séparant les deux amas. La force totale d'interaction entre les deux amas est alors donnée par la dérivé par rapport à d de la variation d'énergie ΔE_{grav} des deux amas, ce qui conduit à une force d'interaction $\boldsymbol{F}_{grav}(d)$ représentée dans la figure 8.1. Cette expression fait apparaître le produit des masses de gravitation divisé par la distance au carré séparant les deux amas, ce qui rappelle furieusement un terme de la loi de gravitation de Newton. Introduisons donc une *«constante de gravitation»* $\boldsymbol{G}_{grav}$, fonction des constantes α_{BV} et β_{BV} et des constantes élastiques du réseau, mais aussi de l'expansion volumique locale τ du réseau.

La force totale $\boldsymbol{F}_{grav}(d)$ d'interaction gravitationnelle entre les deux amas prend une forme que l'on reconnait lorsqu'on développe les termes exponentiels qu'elle contient, puisqu'on y voit

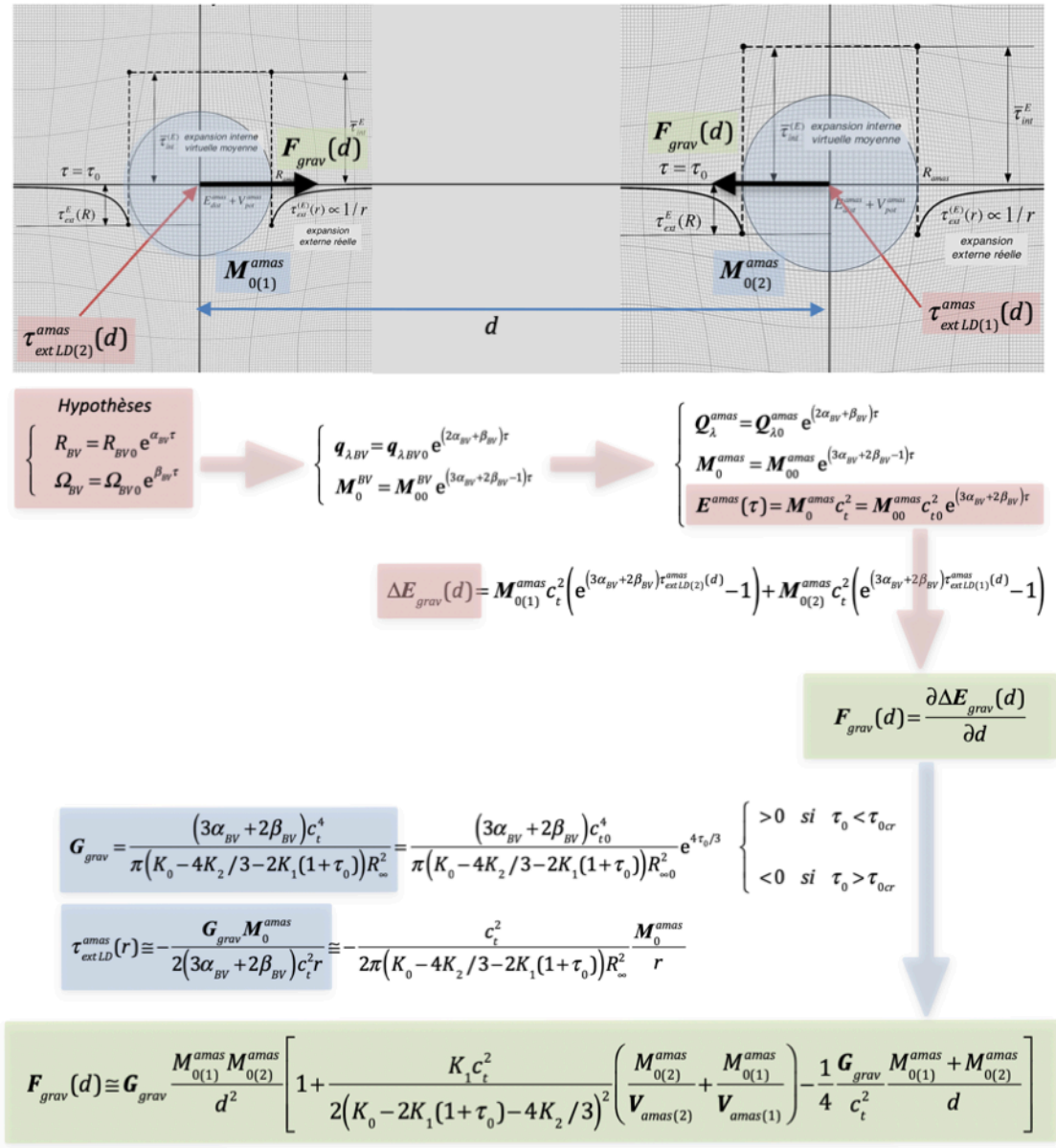


Figure 8.1 *- La force d'interaction «gravitationnelle» entre deux amas de singularités de rotation*

apparaître l'expression de la *force gravitationnelle de Newton* entre les deux boucles, corrigée par des termes additionnelles dans le crochet, qui sont les résultats de développements au second ordre, de sorte qu'ils sont assurément plus petits que 1. Pour des densités de masse des amas assez faibles et de grandes distances d entre les amas, les termes de deuxième ordre dans la parenthèse peuvent être négligés, de sorte qu'on retrouve alors une analogie parfaite avec *l'interaction gravitationnelle de Newton* $F_{grav}(d) \cong G_{grav} M^{amas}_{0(1)} M^{amas}_{0(2)} / d^2$ *du monde réel*, et G_{grav} devient *la «constante de gravitation»*, qui doit être très faible puisqu'il intervient R^2_{∞} au dénominateur.

Cherchons alors à comprendre ce que représente en fait les termes de second ordre dans l'expression *complète de* $F_{grav}(d)$ de la figure 8.1. Le terme dépendant des densités de masse des amas $M^{amas}_{0(i)} / V_{amas(i)}$ est une correction à la «constante de gravitation» G_{grav} indépen-

dante de la distance d entre les amas, qui provient en fait du comportement non-linéaire de la fonction $\overline{\tau}_{int}^{(E)}(x)$ reportée dans la figure 7.0 lorsque la densité de masse des amas dépasse une certaine valeur critique. Quant au terme dépendant de d, il apporte une correction à la force d'interaction lorsque la distance entre les amas devient faible. Ce terme provient quant à lui du développement des termes exponentiels de la variation d'énergie ΔE_{grav} des deux amas.

Ce qui apparaît en premier lieu en regardant l'expression de la «constante» de gravitation, c'est que celle-ci n'est en fait aucunement une constante puisqu'elle dépend de l'état d'expansion moyen τ_0 du réseau via les valeurs de c_t^4 et R_∞^2, ainsi que par la valeur de τ_0 intervenant au dénominateur en facteur du module K_1, qui rend la valeur de $\boldsymbol{G}_{grav}$ positive si $\tau_0 < \tau_{0cr}$ et négative si $\tau_0 > \tau_{0cr}$. Cette forte dépendance de $\boldsymbol{G}_{grav}$ en l'expansion de fond du réseau devrait assurément jouer un rôle primordiale dans l'évolution de l'Univers au cours de son expansion cosmologique. On reviendra plus tard sur ce sujet.

A plus courte distance d, il apparaît une *correction à la loi de Newton* exprimée par un terme multiplicatif. Ce terme de deuxième ordre dans l'expression de la loi de gravitation approximative va modifier les interactions entre deux amas lorsque ceux-ci sont très proches l'un de l'autre. Mais contrairement aux résultats obtenus en Gravitation Générale à l'aide de la métrique de Schwarzschild, qui prédit une faible augmentation de la force d'attraction en $1/d^4$ aux très faibles distances d, le terme correctif de second ordre de notre approche conduit à une faible diminution en $1/d^3$ de la force d'attraction aux très faibles distances d.

Par exemple, dans le cas de la planète Mercure qui se situe assez proche du Soleil, le calcul du terme correctif fournit la valeur approximative $\boldsymbol{G}_{grav} M_{Soleil}/(4c_t^2 d_{Mercure}) \cong 5{,}6\cdot 10^{-7}$ avec $M_{Soleil} \cong 2\cdot 10^{30}[kg], d_{Mercure} \cong 5{,}8\cdot 10^{10}[m], \boldsymbol{G}_{grav} \cong 6{,}6\cdot 10^{-11}\left[m^3/kg\cdot s^2\right], c_t^2 \cong 10^{17}\left[m^2/s^2\right]$ ce qui donne pour la période de révolution de Mercure de 88 jours ($7{,}6\cdot 10^6$ secondes), un accroissement de 2,128 secondes par rapport à la valeur calculée avec la loi de Gravitation de Newton.

Les règles et l'horloge locale d'un observateur HS

Considérons un repère local $\boldsymbol{O}x_1x_2x_3$ défini par l'observateur ***GO*** *(le **G**rand **O**bservateur imaginaire)* à partir de son référentiel absolu $\boldsymbol{Q}\xi_1\xi_2\xi_3$. Ce repère local $\boldsymbol{O}x_1x_2x_3$ est un fait une commodité utilisée par ***GO*** pour résoudre les problèmes d'évolution locale du réseau solide, notamment dans des régions du solide présentant une expansion volumique non nulle, mais qui peut être considérée comme *constante et homogène* au voisinage de l'origine du repère $\boldsymbol{O}x_1x_2x_3$, par exemple en utilisant la *formulation maxwellienne* décrite au chapitre 4.

Mais imaginons maintenant qu'il existe bien une autre catégorie d'observateur local qu'on a appelé observateur ***HS*** *(l'**H**omo **S**apiens)* et qui se trouve réellement dans le repère local $\boldsymbol{O}x_1x_2x_3$ car il est lui-même constitué à partir des singularités topologiques du réseau, et notamment à partir de boucles élémentaires de désinclinaison vis qui interagissent entre elles via leur champ de rotation généré par leur charge de rotation propre. Dans son repère local, le ***HS*** n'a évidemment pas accès à la vue globale du réseau dans le référentiel absolu, puisqu'il n'a connaissance que des conditions du réseau local dans lequel il vit. L'observateur ***HS*** ne pourra donc que définir ses propres règles $\vec{e}_{yi}$ dans son repère $\boldsymbol{O}y_1y_2y_3$, en les définissant *à partir des dimensions linéaires des objets contenus dans le réseau dans lequel il vit*. Ceci est illustré à la figure 8.1 pour deux observateurs ***HS*** et ***HS'*** vivant dans deux endroits différents du réseau,

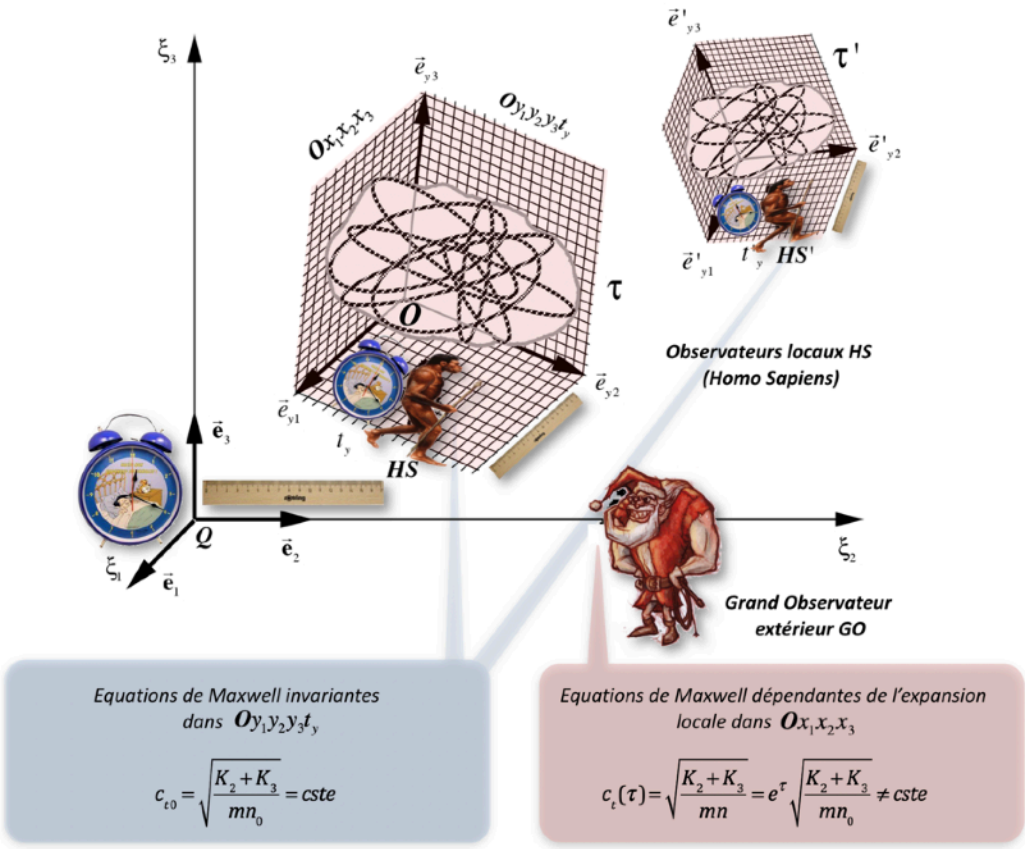


Figure 8.2 *- les règles et horloges locales dans les repères des observateurs* ***HS*** *et* ***HS'***

où les expansions volumiques respectives du réseau τ et τ' sont différentes.

Si le réseau présente localement une certaine expansion volumique τ, les règles de ***HS*** devraient satisfaire une relation du type $\vec{e}_{yi}=\mathrm{e}^{a\tau}\vec{e}_i$ où la constante a n'est pas définie à priori et devra donc être déterminée. Ceci implique que les règles d'un ***HS*** seront de longueur différente que celles du ***GO*** si le réseau est localement en contraction ($\tau<0$) ou en expansion ($\tau>0$). Si un certain point de l'espace, repéré par le rayon-vecteur $\vec{r}$, est observé simultanément par le ***GO*** et par ***HS***, le rayon-vecteur s'écrira respectivement dans $Ox_1x_2x_3$ et dans $Oy_1y_2y_3$ sous la forme $\vec{r}=\Sigma\, x_i\vec{e}_i=\Sigma\, x_i\,\mathrm{e}^{-a\tau}\vec{e}_{yi}=\Sigma\, y_i\vec{e}_{yi}$ de sorte que les coordonnées du point de l'espace se transforme par la relation $y_i=\mathrm{e}^{-a\tau}x_i$.

D'autre part, le temps mesuré dans $Ox_1x_2x_3$ à $\tau\neq 0$ doit lui aussi être différent du temps mesuré lorsque $\tau=0$, de sorte que l'horloge propre de ***HS*** dans son repère $Oy_1y_2y_3$ devra indiquer un temps t_y différent du temps absolu t du ***GO***, mais lié à celui-ci par la relation $t_y=\mathrm{e}^{b\tau}t$. Concernant l'horloge de ***HS***, celui-ci devra la construire localement puisqu'il n'a pas accès au temps absolu du ***GO***. Il sera alors logique pour lui de construire une horloge simpliste en utilisant une de ses règles locales et la vitesse des ondes transversales qu'il peut mesurer dans le système de coordonnées de son référentiel propre. Soit une règle de longueur d_0 mesurée par ***GO*** dans un réseau à expansion volumique nulle. La longueur de la même règle placée dans le référentiel du ***HS*** et mesurée par le ***GO*** devient $d=d_0\,\mathrm{e}^{a\tau}$. Pour parcourir la distance de cette règle, les ondes transversales utilisent un laps de temps Δt mesuré par le ***GO***, et donné par $\Delta t=\Delta t_0\,\mathrm{e}^{-b\tau}$. Dans le repère $Ox_1x_2x_3$, placé dans une région d'expansion vo-

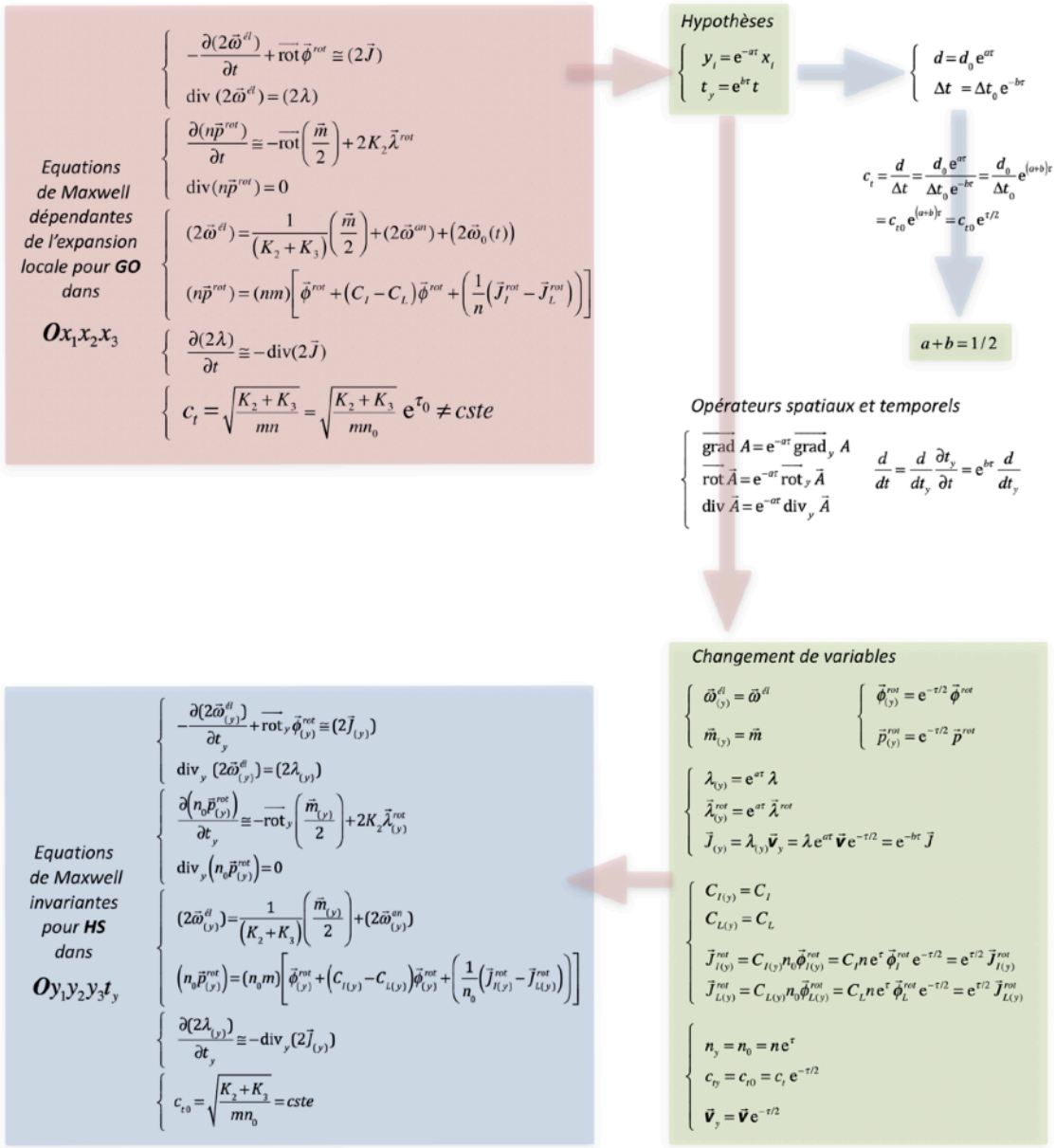


Figure 8.3 *- Le passage du référentiel local* $Ox_1x_2x_3$ *du* ***GO*** *au référentiel local* $Oy_1y_2y_3$ *du* ***HS***

lumique τ différente de zéro, la longueur initiale d_0 de la règle devient donc égale à $d_0 e^{a\tau}$ le temps de parcours de la règle devient $\Delta t_0 e^{-b\tau}$, de sorte que la vitesse des ondes transversales en présence de l'expansion τ vaut $c_t = d/\Delta t = c_{t0} e^{(a+b)\tau} = c_{t0} e^{\tau/2}$. Ceci implique que le temps s'écoule différemment pour ***HS*** dans $Oy_1y_2y_3$ si le réseau est en contraction ou en expansion. On a alors la relation suivante entre les valeurs de a et b due au fonctionnement de l'horloge de ***HS:*** $a+b=1/2$.

Dans la figure 8.3, on déduit toutes les expressions permettant de passer du repère locale $Ox_1x_2x_3$ du ***GO*** au repère local $Oy_1y_2y_3$ du ***HS***. Sur la base des hypothèses pour les règles et l'horloge de ***HS***, on exprime les formules de passage des opérateurs de temps et d'espace, et on les applique aux équations de Maxwell exprimées dans $Ox_1x_2x_3$ pour obtenir ces mêmes équations dans $Oy_1y_2y_3$. En effectuant alors un changement de variables dans $Oy_1y_2y_3$ sur les champs de rotation, de moment, de vitesse et de quantité de mouvement, ainsi que sur les

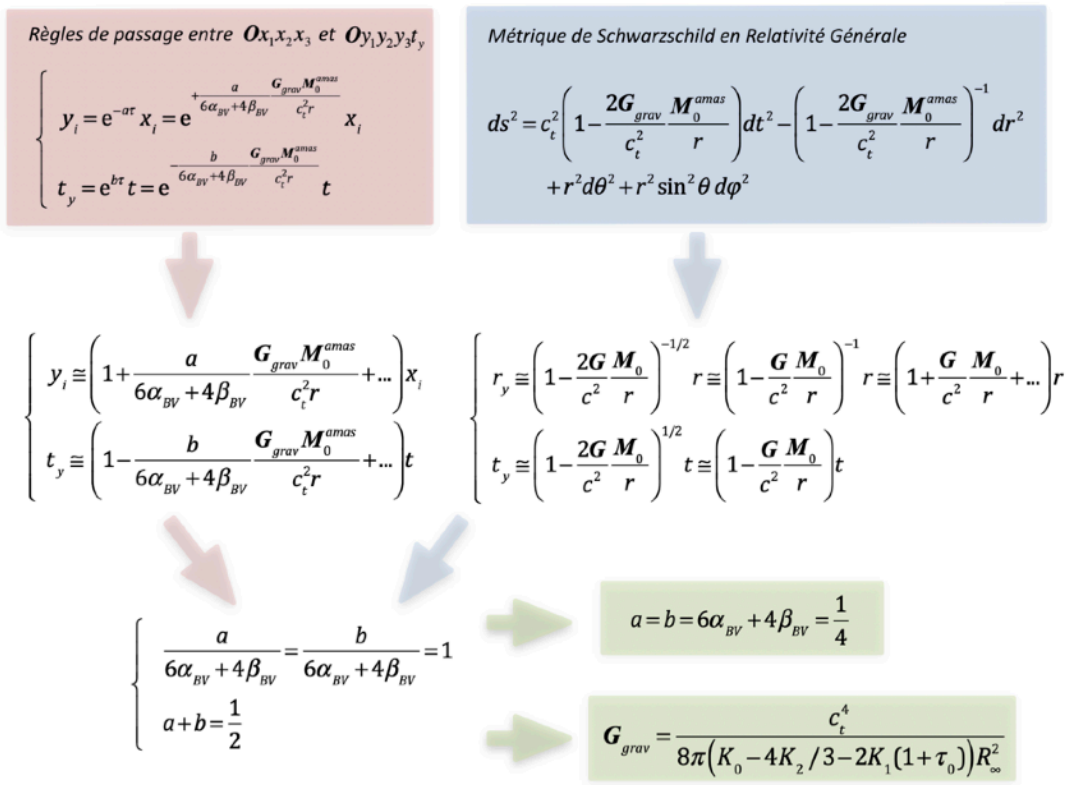


Figure 8.4 *- Comparaison des règles de passage entre le référentiel local $Ox_1x_2x_3$ du* ***GO*** *et le référentiel local $Oy_1y_2y_3$ du* ***HS*** *avec les règles de transformation vérifiées expérimentalement de la métrique de Schwarzschild en Relativité Générale*

grandeurs associées aux densités et aux flux de charges de rotation et les grandeurs associées aux concentrations de lacunes et d'interstitiels et aux flux de ces défauts, on obtient les équations de Maxwell telles que formulées par ***HS*** dans son référentiel local $Oy_1y_2y_3$.

Dans ces expressions de changement de variables, il est parfaitement logique d'avoir posé $\vec{\omega}^{él}_{(y)} = \vec{\omega}^{él}$ et $\vec{m}_{(y)} = \vec{m}$ puisque ces grandeurs sont associées à des mesures d'angles de rotation, et d'avoir choisi les relations $\vec{\phi}^{rot}_{(y)} = e^{-\tau/2}\vec{\phi}^{rot}$ et $\vec{p}^{rot}_{(y)} = e^{-\tau/2}\vec{p}^{rot}$, puisque ces grandeurs sont associées en fait à des vitesses. Par ce changement des variables, on obtient alors *un set d'équations de Maxwell <u>invariantes</u> dans le repère $Oy_1y_2y_3t_y$ de l'observateur* ***HS*** comme illustré dans les figures 8.2 et 8.3, c'est-à-dire des équations qui ne dépendent absolument plus de l'expansion locale τ. On constate entre autre que la célérité des ondes transversales devient une constante invariante pour l'observateur ***HS***, quelle que soit l'état d'expansion du réseau dans lequel il vit. On constate aussi que seules les grandeurs associées aux densités et au flux de charges de rotation se transforment de manière dépendante en le paramètre a, alors que toutes les autres grandeurs se transforment de façon logique et prévisible.

Le fait que les équations de Maxwell des observateurs ***HS*** soient invariantes (indépendantes de l'expansion locale τ) implique que les observateurs locaux ***HS*** sont parfaitement incapables de mesurer l'état local d'expansion du réseau dans lequel ils vivent sur la base unique de mesures électromagnétiques basées sur les équations de Maxwell. Notamment, la mesure de la célérité des ondes transversales par les observateurs ***HS*** fournit toujours une valeur invariante,

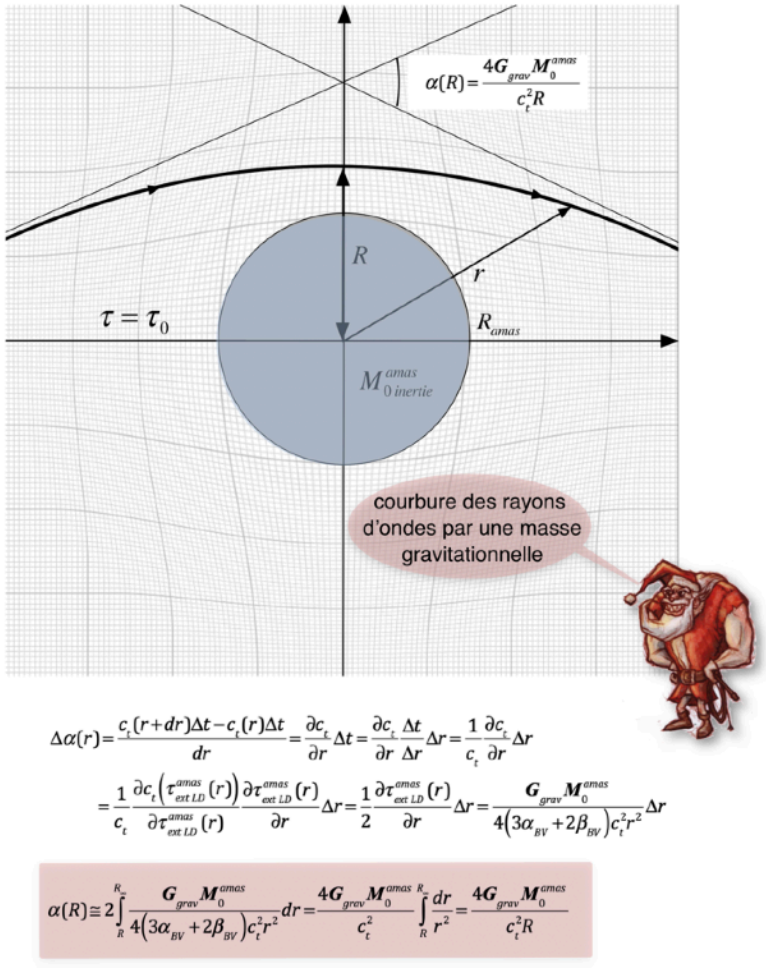


Figure 8.5 *- courbure des rayons d'ondes transversales au voisinage d'un amas massif*

quelle que soit l'état local d'expansion du réseau. Ainsi, les observateurs locaux ***HS*** sont soumis essentiellement aux lois physiques correspondant à l'électromagnétisme, et n'ont connaissance des effets de gravitation associées au champ d'expansion que par des observations indirectes de leurs effets, comme le mouvement des planètes ou le ralentissement de leurs horloges dans un champ de gravitation. C'est pourquoi les ***HS*** devront chercher à expliquer les phénomènes liés à la gravitation par des théories ad-hoc (Gravitation de Newton, Relativité Générale) qui semblent à priori indépendantes des lois de l'électromagnétisme, mais qu'ils vont évidemment chercher à unifier.

La figure 8.2 illustre bien ici l'existence d'une forte analogie entre notre approche et la théorie de la *Relativité Générale d'Einstein*. En effet, les règles et l'horloge propres d'un ***HS*** vivant en un certain endroit du réseau dépendent de l'expansion volumique locale τ du réseau, de façon analogue à ce que stipule la Relativité Générale pour les règles et l'horloge propres d'un observateur situé dans un champ de gravitation donné. Dans le cas illustré à la figure 8.2, on comprend bien que le réseau joue le rôle d'un *«éther»* qui impose la taille des règles de l'observateur ***HS***, alors que c'est la vitesse des ondes transversales au sein du réseau (en fait la vitesse de transport de l'information) qui impose l'allure de l'horloge propre de ***HS***.

D'autre part, l'existence de trois degrés de liberté sur les paramètres a, b, α_{BV} et β_{BV}

est assez étonnante, car elle implique qu'il existe encore un choix possible à ce niveau, qui ne peut pas être déterminé sur la base de nos connaissances actuelles du réseau cosmologique. En fait, un choix arbitraire des valeurs "libres" de a, α_{BV} et β_{BV} ne devrait pas entraîner d'incohérences dans le système, et le réseau cosmologique ainsi obtenu pourrait être parfaitement viable. Par conséquent, on peut considérer que les paramètres a, α_{BV} et β_{BV} sont réellement *des propriétés propres au réseau cosmologique*, en fait *des constantes intrinsèques du réseau*, au même titre que le sont les modules élastiques K_i ou la masse d'inertie m par maille du réseau. La détermination de ces constantes passe donc forcément par l'expérimentation, autrement dit par la mesure des propriétés réelles du réseau cosmologique associées à ces deux constantes.

En combinant les diverses relations obtenues dans la figure 8.3, on peut écrire les règles de transformation pour passer depuis le référentiel local $\boldsymbol{O}x_1x_2x_3$ du ***GO*** dans le référentiel local $\boldsymbol{O}y_1y_2y_3t_y$ d'un ***HS*** placé à une distance r dans le champ de gravité d'un amas de masse M_0^{amas}, en fonction des paramètre inconnus a, α_{BV} et β_{BV}, comme reporté dans la figure 8.4. Ces équations de transformation peuvent, à une certaine distance r suffisante d'un amas de masse M_0^{amas}, être écrites de manière approximatives par développement des exponentielles.

En Relativité Générale, les dépendances de la règle radiale et de l'horloge d'un observateur soumis au champ de gravitation d'un objet de masse M_0^{amas} sont déduites de la *métrique de Schwarzschild.* Celle-ci est obtenue dans le cas d'un objet massif à symétrie sphérique en postulant une métrique invariante vis-à-vis des rotations, qui est aussi représentée dans la figure 8.4. De cette métrique de Schwarzschild, on déduit que la règle radiale et l'horloge de l'observateur dépendent symétriquement de la distance r le séparant de l'objet de masse M_0, avec des expressions similaires aux expressions *simplifiées obtenues dans notre approche,* mais avec un coefficient 1 devant $\boldsymbol{G}_{grav}M_0^{amas}/c_t^2 r$. Or, la dilatation du temps dans un champ de gravité, représentée par la deuxième relation déduite de la métrique de Schwarzschild*,* a été vérifiée expérimentalement avec une très grande précision[1], même sur des dénivelés aussi petits que 1 mètre à la surface de la terre, et on tient actuellement compte de cet effet dans les systèmes de navigation très précis, comme le *GPS*. Cet effet vérifié expérimentalement peut donc être utilisé pour ajuster la détermination des paramètres a, α_{BV} et β_{BV}, en assurant que les relations à grande distance de notre approche correspondent aux relations déduites de la métrique de Schwarzschild. En effectuant cette comparaison, on obtient que $a = b = 6\alpha_{BV} + 4\beta_{BV} = 1/4$.



Karl Schwarzschild (1873-1916)

On peut encore vérifier l'analogie de notre approche avec la Relativité Générale d'Einstein, par exemple en calculant la courbure des rayons d'ondes transversales au voisinage d'un amas massif, comme illustré à la figure 8.5, puisque la mesure de cet effet au début du 20ème siècle fut la première vérification expérimentale de la Relativité Générale d'Einstein.

Au voisinage d'un amas massif, la vitesse des ondes transversales $c_t(r)$ dépend de la dis-

---

[1] voir par exemple: *C. W. Chou, D. B. Hume, T. Rosenband, D. J. Wineland : "Optical Clocks and Relativity", Science, vol. 329, 5999, pp. 1630-1633*

tance r au centre de l'amas. Ceci implique que les directions de deux rayons d'ondes perpendiculaires à une droite passant par le centre de l'amas, et passant aux distances r et $r+\Delta r$ de l'amas vont présenter un angle infinitésimale $\Delta\alpha(r)$. On peut utiliser la dépendance de la célérité $c_t(r)$ en le champ de gravitation $\tau_{ext\,LD}^{amas}(r)$ pour exprimer $\Delta\alpha(r)$. Comme l'onde va parcourir le chemin représenté à la figure 8.5, les tangentes à l'infini de l'onde incidente et de l'onde déviée forment un angle total $\alpha(R)$ dépendant de la distance minimum R du centre de l'amas à laquelle passe l'onde. La moitié de l'angle total $\alpha(R)$ peut alors se déduire approximativement en intégrant $\Delta\alpha(r)$ pour des distances r au centre de l'amas allant de R à R_∞, et on obtient la valeur recherchée de l'angle de déviation $\alpha(R)$. Il s'avère que cette valeur est exactement la même que celle obtenue en relativité générale, ce qui est logique puisqu'on a utilisé la métrique de Schwarzschild pour calibrer les constantes de notre approche. La Relativité Générale prévoit une courbure valant $\alpha(R) \cong 4\boldsymbol{G}_{grav} M_0^{amas} / c_t^2 R$, et le calcul de cette valeur dans le cas d'un rayon lumineux à incidence rasante avec le soleil donne un angle de déviation de 1,75" d'arc.

Quant aux valeurs expérimentales de la déviation de la lumière par le soleil, mesurées par *Eddington* au début du 20ème siècle (mai 1919) au cours d'une éclipse de soleil, elles ont donné approximativement $1{,}98 \pm 0{,}12$" (à Sobral au Brésil) et $1{,}61 \pm 0{,}31$" d'arc (à Sao Tomé-et-Principe dans le Golfe de Guinée), ce qui correspond assez bien à la valeur calculée théoriquement par la Relativité Générale, malgré les nombreuses difficultés de la mesure expérimentale.

Conjecture 9 *- la métrique de notre théorie dans un champ gravitationnel faible doit être la même que la métrique de Schwarzschild en Relativité Générale*

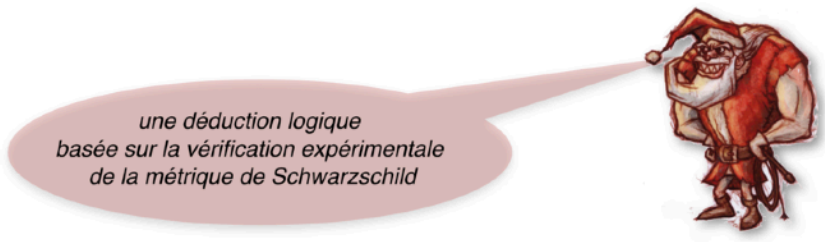


Figure 8.6 *- La neuvième conjecture sur la métrique à longue distance d'un objet massif*

Lors de la transformation de Lorentz décrite au chapitre 6, les lois de transformation sont symétriques par rapport au temps et l'espace, tout comme les lois de transformation en Relativité Générale dans le cas de la métrique de Schwarzschild. Parmi tous les résultats possibles qu'on aurait pu imaginer pour les paramètres a, b, α_{BV} et β_{BV}, les résultats obtenus à partir de la dilatation du temps et de la courbure des rayons d'onde en faible champ de gravité fournissent opportunément des lois de transformation symétriques, puisqu'on obtient que $a = b$. On peut par conséquent émettre ici une *conjecture 9*, qui regroupe les effets de dilatation du temps et de la courbure des rayons d'onde en champ de gravité faible, et reportée dans la figure 8.6

Il nous reste encore un degré de liberté pour le choix des valeurs des paramètres α_{BV} et

β_{BV}, qui doivent être reliés par l'expression $3\alpha_{BV} + 2\beta_{BV} = 1/8$. Cependant, le fait de connaître exactement les valeurs de α_{BV} et β_{BV} n'est pas important en ce qui concerne les propriétés gravitationnelles de la boucle, car le fait que $3\alpha_{BV} + 2\beta_{BV} = 1/8$ implique que la masse d'inertie M_0^{BV} et l'énergie de distorsion E^{BV} d'une boucle, ainsi que les grandeurs $\boldsymbol{G}_{grav}$, $\tau_{ext\,LD}^{amas}(r)$ et $\boldsymbol{F}_{grav}(d)$ ne dépendent pas explicitement de α_{BV} et β_{BV}.

Le choix exact des paramètres α_{BV} et β_{BV} dépend évidemment de la nature profonde du réseau cosmologique, ce qui n'est pas du ressort de ce traité. Mais la solution la plus simple à imaginer voudrait que β_{BV} soit nul, car, en ce cas, la torsion $\boldsymbol{\Omega}_{BV}$ de la boucle de désinclinaison vis deviendrait une constante indépendante de l'expansion du réseau, par exemple un multiple de $\pi/2$ pour un réseau cubique, ou un multiple de $\pi/3$ pour un réseau hexagonal ou pour un réseau cubique à faces centrées, ce qui paraît évidemment le plus logique.

Mais une valeur nulle de β_{BV} impliquerait aussi que α_{BV} vaudrait 1/24, et donc que le rayon de la boucle $R_{BV} = R_{BV0}\,\epsilon^{\tau/24}$ dépendrait beaucoup moins de l'expansion du réseau que le pas du réseau $a = a_0\,\epsilon^{\tau/3}$ ou que la longueur $\vec{e}_{yi} = \epsilon^{\tau/4}\,\vec{e}_i$ de la règle de l'observateur ***HS***.

Ne pouvant faire un choix explicite sûr des valeurs des paramètres α_{BV} et β_{BV}, on laissera ce problème ouvert, tout en se rappelant qu'il existe ce degré de liberté pour le choix de leurs valeurs, qui doivent simplement être reliées par l'expression $3\alpha_{BV} + 2\beta_{BV} = 1/8$.

Analogies et différences d'avec la relativité générale

Admettons qu'une boucle de désinclinaison vis de masse d'inertie M_0^{BV} se trouve au confin du réseau, et qu'un amas de singularités de masse inertielle $M_0^{amas} >> M_0^{BV}$ se trouve au centre du réseau. La force gravitationnelle agissant sur la boucle s'écrit donc approximativement $\boldsymbol{F}_{grav}^{BV}(r) \cong \boldsymbol{G}_{grav} \boldsymbol{M}_0^{amas} \boldsymbol{M}_0^{BV} / r^2$. Sous l'effet de cette force, la boucle de désinclinaison vis subira une accélération dans la direction de l'amas de singularités, et l'énergie potentielle gravitationnelle de la boucle se transformera progressivement en une énergie cinétique de la boucle qui vaudra, en fonction de sa distance d de l'amas $\boldsymbol{E}_{cinétique}^{BV}(r) \cong \boldsymbol{G}_{grav} \boldsymbol{M}_0^{amas} \boldsymbol{M}_0^{BV} / d$. Mais l'énergie cinétique de la boucle s'écrit, dans le cas non-relativiste $\boldsymbol{E}_{cinétique}^{BV} = \boldsymbol{M}_0^{BV} \boldsymbol{v}^2 / 2$ de sorte que la vitesse de la boucle en fonction de la distance d la séparant de l'amas dépend *de la constante de gravitation* et *de la masse d'inertie de l'amas* $\boldsymbol{v}^2(R) = 2\boldsymbol{G}_{grav} \boldsymbol{M}_0^{amas} / d$. Comme *la masse d'inertie de la boucle n'intervient pas dans cette relation*, cette relation reste valable même pour des vitesses relativistes de la boucle. Cependant, on sait que l'énergie relativiste totale $E_{\boldsymbol{v}}^{BV}(\boldsymbol{v})$ de la boucle va tendre vers l'infini lorsque sa vitesse $\boldsymbol{v}$ tendra vers la vitesse des ondes transversale c_t, de sorte que la condition suivante doit être satisfaite avant d'atteindre la vitesse limite $\boldsymbol{v}^2(R) \le c_t^2$. Cette condition implique l'existence d'une *distance critique* d_{cr} pour laquelle l'énergie de la boucle devient infinie $d_{cr} = 2\boldsymbol{G}_{grav} \boldsymbol{M}_0^{amas} / c_t^2$. Cette distance critique d_{cr} ne dépend que de la *masse* M_0^{amas} de l'amas, et n'existe évidemment que si le rayon de l'amas est inférieur à d_{cr}. Elle est appelée *le rayon de Schwarzschild* de l'amas et correspond en fait à la limite au-delà de laquelle la boucle ne peut irrémédiablement plus quitter l'amas puisqu'il lui faudrait alors une énergie infinie pour le faire. Ainsi, l'amas de masse M_0^{amas} dont le rayon R_{amas} satisferait la condition $R_{amas} < d_{cr}$ serait en fait un *trou noir* qui absorberait irrémédiablement toute singularité qui aurait le malheur de s'approcher de lui à une distance $R \le R_{Schwarzschild}$. Ce *rayon de Schwarzschild* $R_{Schwarzschild} = 2\boldsymbol{G}_{grav} \boldsymbol{M}_0^{amas} / c_t^2$ est obtenu exactement de la même manière en Relativité, de sorte qu'il est identique dans notre approche et en

Relativité Générale.

Dans notre approche, nous avons déjà abordé la notion de trou noir en définissant à la figure 3.5 les conditions pour qu'une singularité du champ de gravitation se comporte comme un trou noir *vis-à-vis des ondes transversales*, en définissant le rayon r_{cr} de la *sphère des perturbations* autour de la singularité, à savoir la sphère au-delà de laquelle toute onde transversale est piégée par la singularité. En appliquant alors ces conditions à l'amas de masse M_0^{amas} générant le champ gravitationnel $\tau_{ext\,LD}^{amas}(r)$ de la figure 8.1, on obtient l'expression du rayon $r_{sphère}$ de la *sphère des perturbations* de l'amas sous la forme $r_{sphère} = 2\boldsymbol{G}_{grav}\boldsymbol{M}_0^{amas} / c_t^2$, c'est-à-dire la même valeur que le rayon de la sphère de Schwarzschild. En Relativité Générale, on définit la *sphère des photons*, c'est-à-dire la limite dans le voisinage d'un trou noir à partir de laquelle aucun photon ne peut s'échapper du trou noir, dont le rayon vaut $R_{sphère\ photons} = 3\boldsymbol{G}M / c^2$, à savoir les 3/2 du rayon de Schwarzschild[2]. On va revenir sur cette différence troublante.

Dans notre approche, le temps propre d'un ***HS*** s'écrit en fait de manière exacte comme un terme exponentiel proportionnel à $-1/r$. Avec cette expression exponentielle, on constate que le temps propre de l'observateur ***HS*** qui s'approche à très courte distance d'un amas *se dilate infiniment lorsque la distance r tend vers zéro.* En Relativité Générale, on dit que le temps propre du ***HS*** semble se dilater de manière infinie lorsque le ***HS*** s'approche d'une distance limite critique r_{cr} calculée sur la base de la métrique de Schwarzschild, lorsque $t_y \to 0$, ce qui conduit à la distance critique $r_{cr} = \boldsymbol{G}_{grav}\boldsymbol{M}_0^{amas} / c_t^2$. Cette distance limite est donc plus petite que le rayon de la sphère de Schwarzschild, le point de non-retour d'un trou noir. Or, il semble assez difficile d'imaginer que le temps d'un ***HS*** semble s'arrêter lorsque le ***HS*** atteint cette dis-

Réseau Cosmologique Parfait		*Relativité Générale*
$\begin{cases} y_i = \mathrm{e}^{\frac{G_{grav}M_0^{amas}}{c_t^2 r}} x_i \\ t_y = \mathrm{e}^{\frac{G_{grav}M_0^{amas}}{c_t^2 r}} t \end{cases}$	*lois de transformation*	$\begin{cases} y_i = \left(1 + \frac{G}{c^2}\frac{M_0}{r} + \ldots\right) x_i \\ t_y = \left(1 - \frac{G}{c^2}\frac{M_0}{r}\right) t \end{cases}$
$R_{Schwarzschild} = 2\boldsymbol{G}_{grav}\boldsymbol{M}_0^{amas} / c_t^2$	*rayon de Schwarzschild*	$R_{Schwarzschild} = 2\boldsymbol{G}_{grav}\boldsymbol{M}_0^{amas} / c_t^2$
$R_{sphère\ photons} = 2\boldsymbol{G}_{grav}\boldsymbol{M}_0^{amas} / c_t^2$	*rayon de la sphère des photons*	$R_{sphère\ photons} = 3\boldsymbol{G}_{grav}\boldsymbol{M}_0^{amas} / c_t^2$
$R_{dilatation\ temps \to \infty} \to 0$	*rayon de dilatation infinie du temps*	$R_{dilatation\ temps \to \infty} \cong \boldsymbol{G}_{grav}\boldsymbol{M}_0^{amas} / c_t^2$
vecteur de courbure par flexion		*tenseur de courbure d'Einstein*
$\vec{\chi} = -\frac{4K_2/3 + 2K_1}{2(K_2+K_3)}\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,\tau + \frac{1}{2(K_2+K_3)}\left(n\frac{d\vec{p}}{dt} - \overrightarrow{\mathrm{grad}}F^{déf}\right) + \frac{K_3}{K_2+K_3}\vec{\lambda}$ *champ «gravifique»* *vecteur d'énergie-impulsion* *charge de flexion*		$\boldsymbol{G} = 8\pi\boldsymbol{T}$ *tenseur d'énergie-impulsion*
divergence de l'équation de Newton: équation de mouvement pour les distorsions «gravitationnelles»		*divergence du tenseur d'énergie-impulsion: équation de mouvement gravitationnelle*
$\vec{\nabla}\vec{\chi} = \mathrm{div}\left[\frac{1}{2(K_2+K_3)}\left(n\frac{d\vec{p}}{dt} - \overrightarrow{\mathrm{grad}}F^{déf}\right) - \frac{4K_2/3+2K_1}{2(K_2+K_3)}\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,\tau + \frac{K_3}{K_2+K_3}\vec{\lambda}\right] = \theta$		$\vec{\nabla} \bullet \boldsymbol{T} = 0$

Figure 8.7 *- Comportement comparé du réseau cosmologique parfait avec la relativité générale d'Einsetien*

[2] *Schwarzschild, K. (1916). On the gravitational field of a point mass according to Einstein's theory. Sitzber. Preuss. Akad. Wiss., Physik-Math. Kl., Vol. 189, pp.189-196. (translated by Helga and Roger Stuewer).*

tance critique, et il est étonnant que cette distance critique soit la moitié du rayon de Schwarzschild, et non pas simplement le rayon de Schwarzschild lui-même, ou bien alors le rayon nul comme dans notre approche.

En Relativité Générale, les trous noirs les plus simples sont caractérisés par trois rayons critiques: le *rayon de la sphère des photons* qui vaut $R_{sphère\ photons} = 3\boldsymbol{G}M / c^2$, le *rayon de l'horizon ou du point de non-retour*, appelé aussi *rayon de Schwarzschild*, qui vaut $R_{Schwrzschild} = 2\boldsymbol{G}M / c^2$ et *le rayon pour lequel la dilatation du temps de l'observateur tend vers l'infini*, qui vaut approximativement $R_{dilatation\ temps\to\infty} \cong \boldsymbol{G}M / c^2$. Le fait qu'il existe trois rayons différents pour les trous noirs en Relativité Générale est assez intriguant, tout comme d'ailleurs l'existence d'un rayon non nul pour lequel la dilatation du temps de l'observateur tend vers l'infini. C'est d'ailleurs essentiellement pour cette raison qu'on dit qu'il n'est pas possible de décrire par la Relativité Générale la physique des objets qui tombent dans un trou noir au-delà de la sphère de Schwarzschild.

Dans notre approche au contraire, les rayons de la sphère des perturbations et du point de non-retour sont tous les deux semblables au rayon de Schwarzschild ($2\boldsymbol{G}M / c^2$), ce qui est très satisfaisant pour l'esprit, car il n'existe ainsi qu'une seule limite représentant *l'horizon d'un trou noir*. D'autre part, il n'existe pas dans notre approche de rayon limite pour lequel la dilatation du temps de l'observateur tendrait vers l'infini, de sorte que notre approche n'est pas limitée pour la description d'un trou noir au-delà de la sphère de Schwarzschild. Or notre approche est équivalente à la Relativité Générale tant que le champ de gravitation est faible et satisfait la condition $\tau^{amas}_{ext\ LD}(r) < 1$. La raison en est que ce sont les deux effets expérimentalement vérifiés, à savoir la dilatation du temps et la courbure des rayonnements en champs faibles, qui ont été choisies pour rendre notre approche identique à celle de la Relativité Générale en champ gravitationnel faible. Par contre, notre approche devient différente pour les champs de gravitation forts, comme le montrent les expressions comparées des lois de transformation dans la figure 8.7, ce qui explique les différences que nous venons de décrire en ce qui concerne les différents rayons caractéristiques des trous noirs.

De l'analogie formelle entre l'équation de courbure spatiale 3D du réseau cosmologique et l'équation d'Einstein du champ de courbure 4D en relativité générale

La courbure spatiale locale du réseau cosmologique, telle que mesurée par l'observateur ***GO***, est caractérisée par *le vecteur de courbure par flexion* $\vec{\chi} = -\overrightarrow{\mathrm{rot}}\,\vec{\omega} + \vec{\lambda}$, parfaitement décrit dans la figure 2.6. Il est remarquable de constater que ce vecteur de flexion peut être directement obtenu à partir de l'*équation de Newton* du réseau cosmologique (figure 3.1). On obtient ainsi la valeur du champ de flexion dans le réseau cosmologique sous la forme représentée à la figure 8.7. On en déduit par conséquent que l'existence d'une *courbure topologique locale du réseau* vue par le ***GO*** via le vecteur de flexion dépend à la fois de trois termes:

- le gradient de l'expansion volumique locale, qui n'est rien d'autre que le gradient du *champ «gravitationnel»* τ *au sein du réseau,*
- les variations temporelles de la quantité de mouvement local du réseau et le gradient de la densité d'énergie élastique $F^{él}$ stockée dans le réseau, terme qu'on pourrait qualifier de *«vecteur énergie-impulsion» dû aux singularités présentes dans le réseau,*
- la densité $\vec{\lambda}$ de charges de flexion au sein du réseau, qui reflète la présence de *singularités*

topologiques au sein du réseau, comme des dislocations et/ou des désinclinaisons.

Par contre, pour un observateur local ***HS***, à la fois *ses règles et son horloge dépendent de l'expansion volumique locale*, de sorte qu'une équation similaire à l'équation du champ de flexion devrait nécessairement devenir *une équation quadri-dimensionnelle de courbure de l'espace-temps*, que nous n'allons évidemment pas chercher à établir ici.

L'opération *consistant à prendre la divergence du champ de courbure,* à savoir $\mathrm{div}\,\vec{\chi} = \mathrm{div}\,\vec{\lambda} = \theta$, permet d'écrire une deuxième équation représentée à la figure 8.7. Cette relation montre que *la divergence du vecteur de flexion est égale à la densité de charges de courbure* dues aux singularités topologiques contenues dans le réseau, et est par conséquent nulle s'il n'existe pas de charges de courbure. De plus, dans le cas où il n'existe pas de charges de courbure, *la divergence du vecteur de flexion n'est rien d'autre que la divergence de l'équation de Newton du réseau,* c'est-à-dire l'équation de mouvement pour la partie divergente des distorsions, à savoir les distorsions «gravitationnelles» par expansion volumique.

La première relation donnant la courbure spatiale du réseau à partir de l'équation de Newton du réseau est l'analogue tridimensionnel de *l'équation quadridimensionnelle de champ d'Einstein de la Relativité Générale*[3], qui s'écrit $\boldsymbol{G} = 8\pi\boldsymbol{T}$, dans laquelle $\boldsymbol{G}$ est le fameux *tenseur de courbure d'Einstein (Einstein tensor)*, qui s'exprime en termes du *tenseur de courbure de Ricci*, correspondant à une certaine partie du *tenseur de Riemann* qui décrit les courbures de l'espace-temps $\boldsymbol{G}_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - g_{\mu\nu}R/2$. Quant au tenseur $\boldsymbol{T}$, c'est un *«objet géométrique»* appelé le *tenseur d'énergie-impulsion (stress-energy tensor)* qui caractérise la matière contenue dans l'espace.

Cette équation de champ d'Einstein montre comment le tenseur d'énergie-impulsion de la matière génère une courbure moyenne de l'espace-temps dans son voisinage. Elle permet entre autre de calculer le champ de courbure statique d'un objet massif, ou bien la génération d'ondes de gravitation par un objet massif mobile. De plus, elle contient aussi les équations de mouvement («équations de Newton») pour la matière dont le tenseur d'énergie-impulsion génère la courbure de l'espace-temps.

Dans le cas de l'équation de champ d'Einstein, il faut encore noter que le tenseur d'énergie-impulsion est un tenseur à divergence nulle $\vec{\nabla} \bullet \boldsymbol{T} = 0$, ce qui assure que les lois de conservation de l'énergie et du moment cinétique sont respectées. Cette équation $\vec{\nabla} \bullet \boldsymbol{T} = 0$ représente donc en fait *l'équation de mouvement de la matière* en Relativité Générale.

Il existe très clairement une analogie forte entre l'équation de champ d'Einstein $\boldsymbol{G} = 8\pi\boldsymbol{T}$ et l'équation donnant le champ de flexion $\vec{\chi}$ dans le cas du réseau cosmologique, décrite dans le tableau 8.7, car cette dernière relie aussi un «vecteur géométrique» de courbure spatiale à une sorte de «vecteur énergie-impulsion» au sein du réseau solide, qui contient à la fois les variations temporelles de la quantité de mouvement local du réseau, le gradient de l'expansion volumique locale, et le gradient de la densité d'énergie élastique $F^{él}$ stockée dans le réseau, grandeurs qui sont toutes influencées par la présence de charges de torsion ou de charges de courbure au sein du réseau. De plus, cette équation pour le champ de courbure par flexion $\vec{\chi}$ dérive directement de l'équation de Newton du réseau. Cependant, à la différence de l'équation de champ d'Einstein, qui décrit les courbures de l'espace-temps à 4 dimensions, cette équation

---

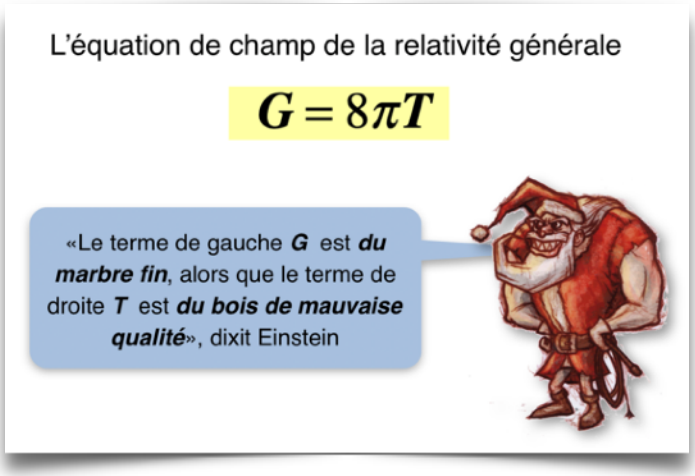
[3] *Un très bon exposé de la Relativité Générale d'Einstein peut se trouver dans:*
Ch. W. Misner, K. S. Thorne, J. A. Wheeler, Gravitation, W.H. Freeman and Co, San Francisco 1973

est déduite par le ***GO*** qui a la chance de posséder une horloge absolue, de sorte qu'il n'existe pas de *«courbure du temps»* pour lui, et que, par conséquent, son équation de courbure est purement spatiale à 3 dimensions. Par contre, si on considérait la façon que devraient avoir les observateurs *«homo sapiens»* ***HS*** pour décrire le comportement gravitationnel qu'ils observent, *ils devraient tenir compte de la «courbure du temps»* puisque leurs horloges dépendent de l'état local d'expansion du réseau où ils se trouvent.

Dans le cas de l'équation de champ d'Einstein, l'équation $\vec{\nabla} \bullet \boldsymbol{T} = 0$ de la divergence du tenseur d'énergie-impulsion représente *l'équation des mouvements gravitationnels de la matière* en Relativité Générale, tout comme l'équation de la divergence de la courbure $\vec{\nabla}\,\vec{\chi} = \mathrm{div}\,\vec{\chi} = \mathrm{div}\,\vec{\lambda} = \theta$ représente la divergence de l'équation de mouvement de Newton du réseau, c'est-à-dire l'équation de mouvement pour les distorsions «gravitationnelles» du réseau par expansion volumique.

Mais la différence la plus importante entre les équations de champ d'Einstein et les équations du réseau cosmologique, c'est que *la notion de charges de courbure associées à des singularités topologiques n'existe pas dans les équations d'Einstein*, ce qui apparaît dans le fait que la divergence du tenseur énergie-impulsion est toujours nulle, de sorte qu'il n'existe pas d'équation similaire à l'équation $\mathrm{div}\,\vec{\chi} = \mathrm{div}\,\vec{\lambda} = \theta$ en Relativité Générale. Nous verrons dans la suite de ce livre que la notion de charges de courbure, absente dans les théories modernes de la relativité, de la physique quantique et de la physique des particules, permet d'expliquer un grand nombre de faits incompris par les théories modernes de la physique.

Il est très tentant de dire ici que *la notion de charges de courbure*, et que *l'équation géométrique pure* $\mathrm{div}\,\vec{\chi} = \mathrm{div}\,\vec{\lambda} = \theta$ répond à la question que se posait Einstein lorsqu'il disait que, dans l'équation de champ $\boldsymbol{G} = 8\pi\boldsymbol{T}$, le terme de gauche, le tenseur de courbure de Ricci, est constitué *de marbre fin*, alors que le terme de droite, le tenseur d'énergie-impulsion, est constitué *de bois de mauvaise qualité*, voulant exprimer par là que le terme de droite n'est qu'une représentation phénoménologique de la matière injectée dans l'équation de champ, qui n'est pas dérivée directement d'un principe premier comme l'est le terme de gauche. Dans notre approche par contre, le terme de droite de l'équation pour le champ de flexion $\vec{\chi}$ est bien fait *de marbre fin,* puisqu'il est dérivé directement d'un principe premier qui est *l'équation de Newton du réseau.*



De la dépendance des singularités topologiques du réseau en l'expansion du réseau

Dans le cas d'une boucle de désinclinaison vis ***(BV)***, on a vu que les dépendances en l'expansion volumique du rayon de la boucle, de son angle de torsion, de sa charge de rotation et

*La boucle de désinclinaison vis **(BV)**, source de charge électrique*

$$\begin{cases} R_{BV} = R_{BV0}\,\mathrm{e}^{\alpha_{BV}\tau} \\ \Omega_{BV} = \Omega_{BV0}\,\mathrm{e}^{\beta_{BV}\tau} \end{cases} \qquad \begin{cases} q_{\lambda BV} = q_{\lambda BV0}\,\mathrm{e}^{(2\alpha_{BV}+\beta_{BV})\tau} \\ M_0^{BV} = M_{00}^{BV}\,\mathrm{e}^{-7\tau/8} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \tau_{ext\,LD}^{BV}(r) \equiv -\dfrac{4G_{grav}}{c_t^2}\dfrac{M_0^{BV}}{r} \\ E_{dist}^{BV}(\tau^{externe}) \equiv M_0^{BV} c_t^2\,\mathrm{e}^{\tau^{externe}/8} \\ M_0^{BV} \cong \dfrac{1}{2c_t^2}\left(K_2+K_3\right)\zeta_{BV}R_{BV}^3\Omega_{BV}^2 \cong \left[\dfrac{1}{2c_{t0}^2}\left(K_2+K_3\right)\zeta_{BV}R_{BV0}^3\Omega_{BV0}^2\right]\mathrm{e}^{-7\tau_0/8} \end{cases}$$

*La boucle de dislocation coin prismatique **(BC)**, source de charge de courbure*

$$\begin{cases} R_{BC} = R_{BC0}\,\mathrm{e}^{\alpha_{BC}\tau} \\ \vec{B}_{BC} = \vec{B}_{BC0}\,\mathrm{e}^{\beta_{BC}\tau} \\ q_{\theta BC} = q_{\theta BC0}\,\mathrm{e}^{\beta_{BC}\tau} \end{cases}$$

$q_{\theta BC}$ $\begin{cases} >0 & \textit{si boucle lacunaire} \\ <0 & \textit{si boucle interstitielle} \end{cases}$

$M_{courbure}^{BC}$ $\begin{cases} >0 & \textit{si boucle lacunaire} \\ <0 & \textit{si boucle interstitielle} \end{cases}$

$$\begin{cases} \tau_{ext\,LD}^{BC}(r) \equiv -\dfrac{4G_{grav}}{c_t^2}\dfrac{M_{courbure}^{BC}+M_0^{BC}}{r} \\ E_{dist}^{BC}(\tau^{externe}) \equiv M_0^{BC} c_t^2\,\mathrm{e}^{(\alpha_{BC}+2\beta_{BC})\tau^{externe}} \\ M_0^{BC} \equiv \left(\dfrac{K_2}{K_3}\right)^2\dfrac{K_3\zeta_{BC}R_{BC}\vec{B}_{BC}^2}{c_t^2} \equiv \left[\left(\dfrac{K_2}{K_3}\right)^2\dfrac{K_3\zeta_{BC}R_{BC0}\vec{B}_{BC0}^2}{c_{t0}^2}\right]\mathrm{e}^{(\alpha_{BC}+2\beta_{BC}-1)\tau_0} \\ M_{courbure}^{BC} = -\dfrac{2\pi K_2}{5c_t^2}R_{BC}^2\vec{n}\vec{B}_{BC} = \left[-\dfrac{2\pi K_2}{5c_{t0}^2}R_{BC0}^2\vec{n}\vec{B}_{BC0}\right]\mathrm{e}^{(2\alpha_{BC}+\beta_{BC}-1)\tau_0} \end{cases}$$

*La boucle de dislocation mixte **(BM)**, source d'un moment dipolaire électrique*

$$\begin{cases} R_{BM} = R_{BM0}\,\mathrm{e}^{\alpha_{BM}\tau} \\ \vec{B}_{BM} = \vec{B}_{BM0}\,\mathrm{e}^{\beta_{BM}\tau} \end{cases} \qquad \begin{cases} \tau_{ext\,LD}^{BM}(r) \equiv -\dfrac{4G_{grav}}{c_t^2}\dfrac{M_0^{BM}}{r} \\ E_{dist}^{BM}(\tau^{externe}) \equiv M_0^{BM} c_t^2\,\mathrm{e}^{(\alpha_{BM}+2\beta_{BM})\tau^{externe}} \\ M_0^{BM} \equiv \dfrac{K_2+K_3}{4c_t^2}\zeta_{BM}R_{BM}\vec{B}_{BM}^2 \equiv \left[\dfrac{K_2+K_3}{4c_{t0}^2}\zeta_{BM}R_{BM0}\vec{B}_{BM0}^2\right]\mathrm{e}^{(\alpha_{BM}+2\beta_{BM}-1)\tau_0} \end{cases}$$

*La lacune macroscopique **(L)**, analogue d'un trou noir*

$$M_{grav}^{(L)}(\tau_0) \begin{cases} <0 & \Leftrightarrow & \tau_0 < -1 \\ >0 & \Leftrightarrow & -1 < \tau_0 < \tau_{0cr} \\ <0 & \Leftrightarrow & \tau_0 > \tau_{0cr} \end{cases}$$

$$\begin{cases} R_L = \sqrt[3]{\dfrac{3N_L}{4\pi n_0\,\mathrm{e}}} \\ \tau_{ext}^{(L)}(r) \equiv -\left(1+\tau_0+\tau^{externe}\right)\dfrac{R_L}{r} \equiv -\dfrac{4G_{grav}}{c_t^2}\dfrac{M_{grav}^{(L)}}{r} \\ E_{grav}^{(L)} \equiv M_{grav}^{(L)}c_t^2\left(1+\dfrac{\tau^{externe}}{(1+\tau_0)}\right) \\ M_{grav}^{(L)} \equiv \dfrac{R_\infty^2}{c_t^2}\sqrt[3]{\dfrac{6\pi^2 N_L}{n_0\,\mathrm{e}}}\left(K_0-4K_2/3-2K_1(1+\tau_0)\right)(1+\tau_0) \\ \qquad \equiv \left[mR_{\infty 0}^2\sqrt[3]{6\pi^2\,\mathrm{e}^{-1}n_0^2N_L}\right]\dfrac{\left(K_0-4K_2/3-2K_1(1+\tau_0)\right)(1+\tau_0)}{K_2+K_3}\,\mathrm{e}^{-\frac{\tau_0}{3}} \end{cases}$$

*L'interstitiel macroscopique **(I)**, analogue d'une étoile à neutrons*

$$M_{grav}^{(I)}(\tau_0) \begin{cases} >0 & \Leftrightarrow & \tau_0 < \tau_{0cr} \\ <0 & \Leftrightarrow & \tau_0 > \tau_{0cr} \end{cases}$$

$$\begin{cases} R_I \equiv \sqrt[3]{\dfrac{3N_I}{4\pi n}} \equiv \sqrt[3]{\dfrac{3N_I}{4\pi n_0}}\,\mathrm{e}^{\frac{\tau_0}{3}} \\ \tau_{ext}^{(I)}(r) \equiv -\dfrac{4G_{grav}}{c_t^2}\dfrac{M_{grav}^{(I)}}{r} \\ E_{grav}^{(I)} \equiv M_{grav}^{(I)}c_t^2\,\mathrm{e}^{\tau^{externe}} \\ M_{grav}^{(I)} \equiv \dfrac{N_I}{nc_t^2}\left(K_0-4K_2/3-2K_1(1+\tau_0)\right) \equiv mN_I\,\dfrac{K_0-4K_2/3-2K_1(1+\tau_0)}{K_2+K_3} \end{cases}$$

***Figure 8.8** - Dépendance des singularités topologiques du réseau en l'expansion volumique du réseau*

de sa masse d'inertie s'écrivent en introduisant des constantes α_{BV} et β_{BV}, ce qui permet de déduire plusieurs relations importantes pour la boucle de désinclinaison vis en présence d'un champ d'expansion de fond τ_0 et/ou d'un champ d'expansion extérieur $\tau^{externe}$ généré par d'autres singularités, relations qui sont reportées dans le tableau de la figure 8.8.

Dans le cas d'une boucle de dislocation coin prismatique ***(BC)***, on ne connaît pas à priori les dépendances en l'expansion volumique du rayon de la boucle, du vecteur de Burgers et de la charge de courbure. On introduit donc de nouvelles *constantes d'expansion* α_{BC} et β_{BC} de telle sorte qu'on puisse écrire les relations pour le rayon de la boucle R_{BC}, pour le vecteur de Burgers $\vec{\boldsymbol{B}}_{BC}$ et pour la charge de courbure $\boldsymbol{q}_{\theta BC}$ sous la forme représentée au tableau 8.8. Ces constantes d'expansion α_{BC} et β_{BC} ne sont pas connus. La dépendance du rayon de la boucle devrait assurément être similaire à celle de la boucle de désinclinaison vis, soit $\alpha_{BC} = 1/4$, mais elle pourrait aussi être similaire à la dépendance du pas de réseau, soit $\alpha_{BC} = 1/3$. Quant à la dépendance du vecteur de Burgers, qui doit être un vecteur du réseau, elle devrait prendre en principe la valeur $\beta_{BC} = 1/3$. Mais pour l'instant, on ne fera pas de choix de ces valeurs, et on conservera les paramètres α_{BC} et β_{BC}, car les valeurs exactes de ces paramètres ne sont pas appelés à jouer un rôle crucial pour la suite de la théorie. Les expressions de R_{BC}, de $\vec{\boldsymbol{B}}_{BC}$ et de $\boldsymbol{q}_{\theta BC}$ ainsi obtenues permettent d'écrire quatre relations importantes pour une boucle de dislocation coin prismatique en présence d'un champ d'expansion de fond τ_0 et/ou d'un champ d'expansion extérieur $\tau^{externe}$ généré par d'autres singularités, en se rappelant que la charge de courbure et la masse de gravitation associée à la charge de courbure peuvent être positives ou négatives suivant la nature de la charge, comme indiquer dans le tableau de la figure 8.8.

Dans le cas d'une boucle de dislocation mixte de glissement, on ne connaît pas non plus à priori les dépendances en l'expansion volumique du rayon de la boucle et de son vecteur de Burgers. On introduit donc des *constantes d'expansion* α_{BM} et β_{BM} de sorte à écrire les relations reportées dans la figure 8.8.

Nous avons vu, à partir de la dilatation du temps et de la courbure des rayons d'onde en champ gravitationnel faible, que les valeurs que doivent prendre les paramètres α_{BV} et β_{BV} associés aux boucles de désinclinaison vis ne peuvent pas être déterminées de manière simple et univoque, mais qu'elles doivent au moins satisfaire la relation $3\alpha_{BV} + 2\beta_{BV} = 1/8$. Pour les boucles de dislocation coin et mixte, il n'y a à nouveau pas d'effets expérimentaux connus qui pourraient permettre de déduire simplement la valeur des paramètres $\alpha_{BC}, \beta_{BC}, \alpha_{BM}, \beta_{BM}$. Les valeurs des différents paramètres $\alpha_{BV}, \beta_{BV}, \alpha_{BC}, \beta_{BC}, \alpha_{BM}, \beta_{BM}$ ne nous sont donc pas connus, hormis la relation $3\alpha_{BV} + 2\beta_{BV} = 1/8$. Mais les valeurs réelles de ces paramètres devraient fort probablement avoir des conséquences physiques qui devraient être accessibles par l'expérience.

Mais il existe encore une autre conséquence physique de ces paramètres beaucoup plus déroutante. En effet, si le rayon des boucles coin devait dépendre d'une valeur différente de 1/3, donc que $\alpha_{BC} \neq 1/3$, pour assurer l'existence de dispirations analogues aux électrons, cela signifierait que le nombre de sites lacunaires ou interstitiels de la boucle coin devrait varier si l'expansion locale change. Or, la seule possibilité pour varier ce nombre de sites est que *la boucle coin se comporte comme une source ou un puit de lacunes ou d'interstitiels en présence d'une variation de* τ. Et cet effet aurait des conséquences très étonnantes sur les équations de

$$\begin{cases} F_{grav}^{BV-BV} \cong G_{grav}\dfrac{M_{0(1)}^{BV}M_{0(2)}^{BV}}{d^2} \\ F_{grav}^{BC-BC} \cong (\alpha_{BC}+2\beta_{BC})G_{grav}\dfrac{M_{courbure(1)}^{BC}M_{0(2)}^{BC}+M_{courbure(2)}^{BC}M_{0(1)}^{BC}}{d^2}+2(\alpha_{BC}+2\beta_{BC})G_{grav}\dfrac{M_{0(1)}^{BC}M_{0(2)}^{BC}}{d^2} \\ F_{grav}^{BM-BM} \cong 2(\alpha_{BM}+2\beta_{BM})G_{grav}\dfrac{M_{0(1)}^{BM}M_{0(2)}^{BM}}{d^2} \end{cases}$$

$$\begin{cases} F_{grav}^{BV-BC} \cong \dfrac{1}{2}G_{grav}\dfrac{M_{courbure}^{BC}M_{0}^{BV}}{d^2}+\left(\dfrac{1}{2}+4(\alpha_{BC}+2\beta_{BC})\right)G_{grav}\dfrac{M_{0}^{BV}M_{0}^{BC}}{d^2} \\ F_{grav}^{BV-BM} \cong \left(\dfrac{1}{2}+4(\alpha_{BM}+2\beta_{BM})\right)G_{grav}\dfrac{M_{0}^{BV}M_{0}^{BM}}{d^2} \\ F_{grav}^{BC-BM} \cong 4(\alpha_{BM}+2\beta_{BM})G_{grav}\dfrac{M_{courbure}^{BC}M_{0}^{BM}}{d^2}+4(\alpha_{BC}+2\beta_{BC}+\alpha_{BM}+2\beta_{BM})G_{grav}\dfrac{M_{0}^{BC}M_{0}^{BM}}{d^2} \end{cases}$$

$$\begin{cases} F_{grav}^{BV-L} \cong \dfrac{1}{2}G_{grav}\dfrac{9+\tau_0}{1+\tau_0}\dfrac{M_{0}^{BV}M_{grav}^{(L)}}{d^2} \cong \dfrac{c_t^2}{8}(9+\tau_0)\dfrac{M_{0}^{BV}R_L}{d^2} \\ F_{grav}^{BC-L} \cong 4G_{grav}\dfrac{1}{1+\tau_0}\dfrac{M_{courbure}^{BC}M_{grav}^{(L)}}{d^2}+4G_{grav}\dfrac{1+(\alpha_{BC}+2\beta_{BC})(1+\tau_0)}{1+\tau_0}\dfrac{M_{0}^{BC}M_{grav}^{(L)}}{d^2} \\ \qquad \cong c_t^2\dfrac{M_{courbure}^{BC}R_L}{d^2}+c_t^2\left[1+(\alpha_{BC}+2\beta_{BC})(1+\tau_0)\right]\dfrac{M_{0}^{BC}R_L}{d^2} \\ F_{grav}^{BM-L} \cong 4G_{grav}\dfrac{1+(\alpha_{BM}+2\beta_{BM})(1+\tau_0)}{1+\tau_0}\dfrac{M_{0}^{BM}M_{grav}^{(L)}}{d^2} \cong c_t^2\left[1+(\alpha_{BM}+2\beta_{BM})(1+\tau_0)\right]\dfrac{M_{0}^{BM}R_L}{d^2} \end{cases}$$

$$\begin{cases} F_{grav}^{BV-I} \cong \dfrac{9}{2}G_{grav}\dfrac{M_{0}^{BV}M_{grav}^{(I)}}{d^2} \cong \dfrac{3c_t^2}{4R_\infty^2}\dfrac{M_{0}^{BV}R_I^3}{d^2} \\ F_{grav}^{BC-I} \cong 4G_{grav}\dfrac{M_{courbure}^{BC}M_{grav}^{(I)}}{d^2}+4G_{grav}(1+\alpha_{BC}+2\beta_{BC})\dfrac{M_{0}^{BC}M_{grav}^{(I)}}{d^2} \\ \qquad \cong \dfrac{2c_t^2}{3R_\infty^2}\dfrac{M_{courbure}^{BC}R_I^3}{d^2}+\dfrac{2c_t^2}{3R_\infty^2}(1+\alpha_{BC}+2\beta_{BC})\dfrac{M_{0}^{BC}R_I^3}{d^2} \\ F_{grav}^{BM-I} \cong 4G_{grav}(1+\alpha_{BM}+2\beta_{BM})\dfrac{M_{0}^{BM}M_{grav}^{(I)}}{d^2} \cong \dfrac{2c_t^2}{3R_\infty^2}(1+\alpha_{BM}+2\beta_{BM})\dfrac{M_{0}^{BM}R_I^3}{d^2} \end{cases}$$

$$\begin{cases} F_{grav}^{L-L} \cong \dfrac{8G_{grav}}{(1+\tau_0)}\dfrac{M_{grav(1)}^{(L)}M_{grav(2)}^{(L)}}{d^2} \cong \dfrac{c_t^4(1+\tau_0)}{2G_{grav}}\dfrac{R_{L(1)}R_{L(2)}}{d^2} \\ F_{grav}^{I-I} \cong 2G_{grav}\dfrac{M_{grav(1)}^{(I)}M_{grav(2)}^{(I)}}{d^2} \cong \dfrac{c_t^4}{18G_{grav}R_\infty^4}\dfrac{R_{I(1)}^3R_{I(2)}^3}{d^2} \\ F_{grav}^{L-I} \cong 4G_{grav}\dfrac{2+\tau_0}{1+\tau_0}\dfrac{M_{grav}^{(L)}M_{grav}^{(I)}}{d^2} \cong \dfrac{c_t^4}{6R_\infty^2}\dfrac{2+\tau_0}{G_{grav}}\dfrac{R_LR_I^3}{d^2} \end{cases}$$



Figure 8.9 *- L'ensemble des forces d'interaction gravitationnelles possibles entre les diverses singularités topologiques du réseau*

Maxwell, car en ce cas de flux divergent de lacunes ou d'interstitiels, l'équation de Maxwell $\mathrm{div}(n\vec{p}^{\,rot})=0$ devrait être remplacée par $\mathrm{div}(n\vec{p})\neq 0$, avec pour analogue $\mathrm{div}\,\vec{B}\neq 0$. Autrement dit, dans le cas où $\alpha_{BC}\neq 1/3$, *les boucles de dislocation coin se comporteraient comme des monopôles magnétiques en présence de variations de l'expansion du réseau cosmologique.* Or *cet effet devrait quant à lui être observable et mesurable par les observateurs* ***HS,*** qui devraient mesurer une très faible composante magnétique monopôle liée aux particules

contenant des boucles coin, et causée par la variation locale de l'expansion *(que les **HS** ne peuvent en principe pas mesurer).* Et cette composante monopôle des particules contenant des boucles coin devrait forcément exister *sous l'effet de l'expansion cosmologique de l'univers,* ce qui pourrait ouvrir un chapitre passionnant de notre approche.

Dans le cas d'une lacune macroscopique, on peut reprendre les relations obtenues à la figure 7.7a et les transformer de telle sorte à obtenir les diverses relations reportées dans le tableau 8.8 en présence d'un champ d'expansion de fond τ_0 et/ou d'un champ d'expansion extérieur $\tau^{externe}$ généré par d'autres singularités. On constate que la masse gravitationnelle de la lacune présente la propriété de changer de signe pour deux valeurs de l'expansion volumique de fond du réseau, et on se rappelle aussi que la lacune macroscopique est la seule singularité qui devient forcément un *trou noir* lorsque l'expansion volumique de fond du réseau satisfait la relation $\tau_0 > 1 - \tau^{externe}$.

Dans le cas d'un interstitiel macroscopique, on peut aussi reprendre les relations obtenues à la figure 7.8 et les transformer de telle sorte à obtenir les diverses relations reportées dans le tableau 8.8 en présence d'un champ d'expansion de fond τ_0 et/ou d'un champ d'expansion extérieur $\tau^{externe}$ généré par d'autres singularités. On constate que la masse gravitationnelle de l'interstitiel présente la propriété de changer de signe en fonction de la valeur de l'expansion volumique de fond du réseau.

L'ensemble des interactions gravitationnelles entre les diverses singularités du réseau

En utilisant les relations obtenues dans le tableau 8.8, on peut alors calculer les forces d'interaction gravitationnelle pouvant apparaître entre deux des singularités du réseau, en calculant l'accroissement d'énergie des deux singularités de par leur interaction, en fonction de la distance les séparant. Cet accroissement correspond donc à l'énergie gravifique d'interaction, et la dérivé de cette énergie par la distance séparant les deux singularités correspond à la force de gravitation entre les deux singularités. Comme on a décrit cinq singularités topologiques différentes dans le tableau 8.8, il est possible de calculer la force d'interaction gravifique dans 15 cas différents. En procédant à tous ces calculs longs et fastidieux, on obtient finalement l'ensemble de ces forces d'interaction gravitationnelles comme reportées dans la figure 8.9. Dans ce tableau, on constate plusieurs choses importantes:

- seule l'interaction entre les boucles de désinclinaison vis, porteuses de la charge «électrique» de rotation, *satisfait exactement la loi de gravitation de Newton*. Il faut noter que ces boucles présentent une énergie d'interaction beaucoup plus élevée que les autres types de boucles, et que *ce sont elles qui dominent par conséquent très largement les interactions gravitationnelles entre boucles*,
- toutes les autre interactions présentent une version quelque peu modifiée de l'interaction gravitationnelle. Entre les diverses boucles, les interactions dépendent toujours de la «constante» de gravitation G_{grav}, mais avec un facteur numérique additionnel qui peut contenir les paramètres inconnus $\alpha_{BC}, \beta_{BC}, \alpha_{BM}, \beta_{BM}$,
- dans le cas où une boucle de dislocation coin intervient, il existe toujours deux termes d'interaction, un dépendant de la masse de courbure $M^{BC}_{courbure}$ de la boucle coin, et l'autre dépendant de la masse d'inertie M^{BC}_0 de la boucle coin. Comme la masse de courbure de la boucle est beaucoup plus élevée que sa masse d'inertie, le terme contenant la masse de courbure domine

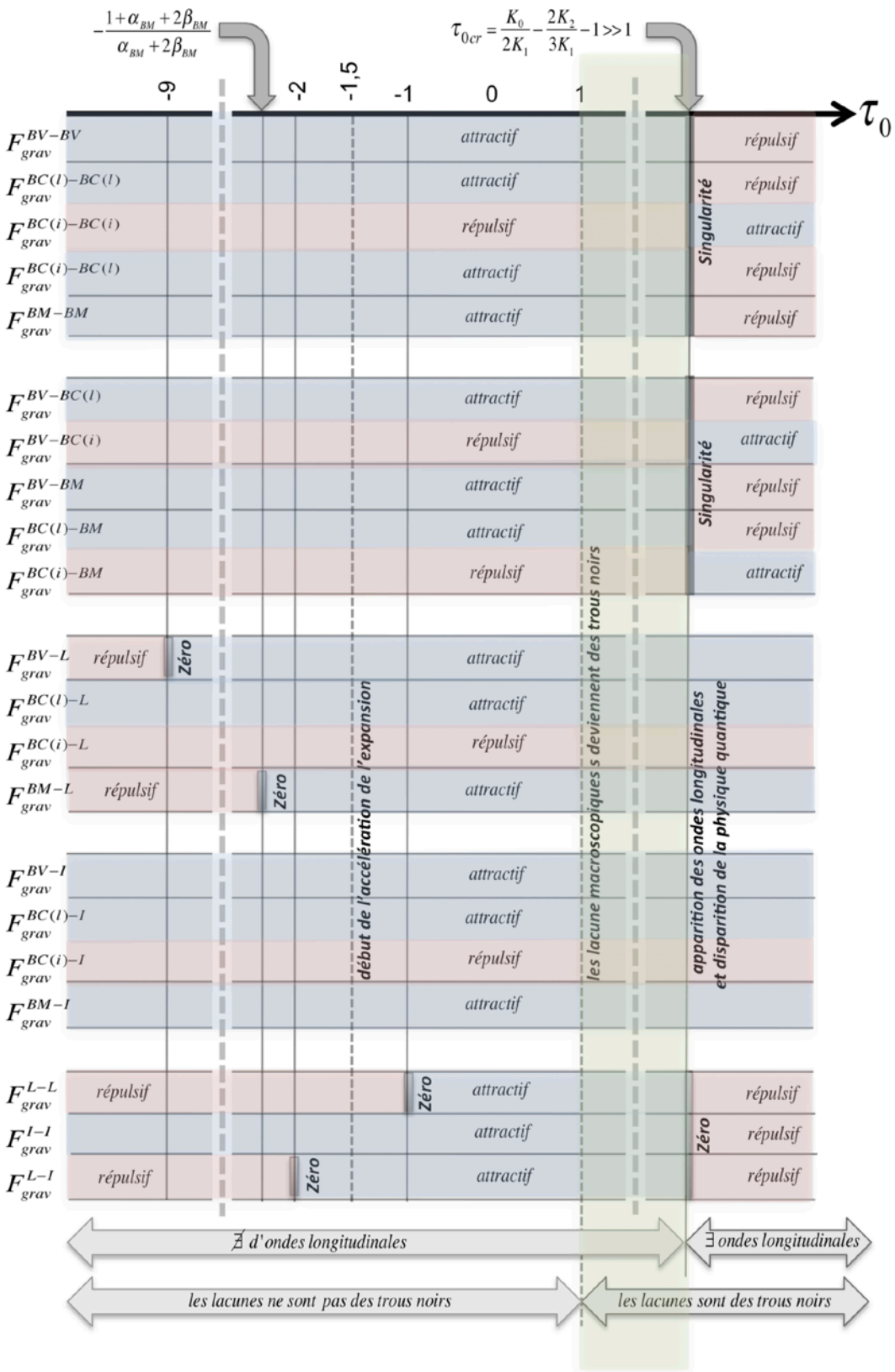


Figure 8.10 *- Comportements attractifs ou répulsifs des forces d'interaction «gravitationnelles» entre singularités en fonction de l'expansion de fond du réseau cosmologique*

largement dans l'expression de la force d'interaction. De plus, ce terme dominant peut correspondre à une force d'interaction attractive ou négative puisque la masse de courbure de la boucle coin est positive si la boucle est de type lacunaire et négative si la boucle est de type interstitiel,

- dans le cas où une lacune macroscopique ou un interstitiel macroscopique intervient, il y a deux formulations possibles de la force d'interaction gravitationnelle: la formulation qui fait intervenir les masses de gravitation $M_{grav}^{(L)}$ et $M_{grav}^{(I)}$ et qui ressemble à la formulation de la loi de Newton, mais qui présente le désavantage que les masses $M_{grav}^{(L)}$ et $M_{grav}^{(I)}$ dépendent fortement de l'expansion de fond du réseau, au point de changer de signe dans certains domaines d'expansion. C'est pourquoi on préférera utiliser la deuxième formulation qui fait intervenir les rayons R_L et R_I des singularités macroscopiques, et qui présente l'avantage d'être beaucoup plus simple à analyser en ce qui concerne le signe de l'interaction (attractive ou négative),
- sur la base de ces expressions des forces d'interaction «gravitationnelles» entre singularités, on peut déduire le comportement attractif ou répulsif de toutes les interactions du tableau 8.8 en fonction de l'évolution de l'expansion de fond τ_0 du réseau. C'est ce comportement qu'on a reporté dans la figure 8.10. Dans cette figure, on n'a pas respecté l'échelle des valeurs sur l'axe de l'expansion τ_0, surtout en ce qui concerne la valeur de τ_{0cr} qui est en fait extrêmement plus élevée ($\tau_{0cr} >> 1$) puisque $K_0 >> K_1$ dans le cas du réseau cosmologique parfait.

On constate que les interactions gravitationnelles évoluent fortement sous l'effet de l'expansion de fond du réseau cosmologique. Il y apparaît notamment des changements de signe des interactions, qui passent du mode attractif au mode répulsif ou vice-versa pour certaines valeurs d'expansion. Ces changements de signe de l'interaction correspondent soit à un *passage par zéro de la force d'interaction*, soit par l'apparition d'une *singularité de la force d'attraction*.

Il est évident que la figure 8.10 implique des conséquences très importante sur le comportement cosmologique des singularités du réseau, c'est-à-dire sur l'évolution des singularités au cours de l'expansion cosmologique du réseau. On reviendra sur ce sujet dans un prochain chapitre. Dans la figure 8.10, on a aussi reporté certains phénomènes associés à l'évolution de l'expansion de fond du réseau cosmologique, à savoir:

- tout d'abord, pour $\tau_0 = \tau_{0cr}$, le passage du domaine d'expansion sans ondes transversales, dominé par des modes propres longitudinaux localisés (sur lesquels on reviendra plus tard), au domaine d'expansion *où apparaît la réelle propagation d'ondes longitudinales*, et *où disparaît la physique quantique* comme nous le verrons par la suite,
- puis les domaines d'expansion dans lesquels les lacunes macroscopiques sont ou ne sont pas des trous noirs, avec une transition pour la valeur d'expansion $\tau_0 = 1$,
- la valeur d'expansion $\tau_0 = -3/2$ pour laquelle l'évolution du réseau cosmologique parfait (figure 3.10) passe du domaine de la fin de l'inflation (avec décroissance de la vitesse d'expansion) au domaine de l'expansion avec une vitesse d'expansion croissante (accélération de l'expansion),
- il est assez clair que le domaine qui est concerné par notre Univers actuel se situe entre les valeurs $\tau_0 = 1$ et $\tau_0 = \tau_{0cr}$, car c'est dans ce domaine qu'il n'y a pas d'ondes longitudinales et que les lacunes macroscopiques sont des trous noirs,
- on remarquera aussi que toutes les interactions qui font intervenir des boucles coin *BC(i)* de nature interstitielle sont répulsives dans le domaine entre $\tau_0 = 1$ et $\tau_0 = \tau_{0cr}$, ce qui va jouer

un rôle considérable dans l'évolution cosmologique de la matière,
- finalement, on n'a pas représenté dans la figure 8.10 les étapes de l'évolution cosmologique qui suivent la valeur critique $\tau_0 = \tau_{0cr}$, à savoir la fin de l'accélération de l'expansion, le passage par une valeur nulle de la vitesse d'expansion et finalement le retour vers une contraction du réseau cosmologique (voir figure 3.10).