Chapitre 14

Photons, Fluctuations du Vide, Multivers et Gravitons

Ce chapitre est à prendre avec précautions, car il va porter sur quelques conséquences très spéculatives, mais très intéressantes aussi, de notre approche du réseau cosmologique parfait.

La première partie de ce chapitre est dédiée à une discussion des *ondes transversales pures,* quantifiées sous forme de *photons*. Au chapitre 3, on a montré que la propagation d'une onde «électromagnétique» transversale de rotation polarisée linéairement est accompagnée d'une ondelette longitudinale «gravitationnelle». Dans ce chapitre, on va s'intéresser à ce qui se passe dans le cas de paquets d'onde localisés. On va montrer que ces paquets d'onde ne peuvent apparaître qu'avec *une hélicité non nulle* afin que leur énergie totale ne dépende pas du temps. En supposant alors que ces paquets d'onde sont émis lorsqu'une singularité topologique change subitement d'état, il devient tout-à-fait compréhensible qu'ils présentent une *quantification de leur énergie.* Ces paquets d'onde se comportent alors comme des quasi-particules énergétiques de fluctuations «électromagnétiques» qu'on pourrait qualifier de *«photons»* et qui ont effectivement des propriétés très similaires aux *propriétés quantiques des photons*: *polarisation circulaire, masse nulle, quantité de mouvement non nulle, non-localité, dualité ondes-corpuscules, intrication et phénomène de décohérence.*

La suite du chapitre est dédiée à quelques conséquences très hypothétiques du réseau cosmologique parfait, associées aux *fluctuations gravitationnelles pures.* On peut imaginer l'existence de fluctuations longitudinales pures au sein du réseau cosmologique qui peuvent être traitées, soit comme des fluctuations gravitationnelles aléatoires qui pourraient avoir une analogie avec les *«fluctuations quantiques du vide»*, soit comme des fluctuations gravitationnelles stables, qui pourraient conduire à l'échelle macroscopique à une «*théorie cosmologique de Multivers»*, et à l'échelle microscopique à l'existence d'une forme de *quasi-particules stables* qu'on pourrait appeler des «*gravitons»*, par analogie avec les photons, mais qui n'ont en fait rien de commun avec les gravitons usuellement postulés dans le cadre de la Relativité Générale.

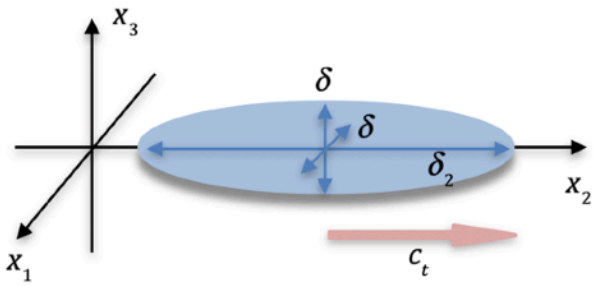
Paquets d'ondes transversales de rotation: les photons

On a vu au chapitre 3 que la propagation d'une onde transversale polarisée linéairement au sein du réseau cosmologique est astreinte à l'existence d'une perturbation corrélée de l'expansion du réseau, et que seules les ondes de rotation polarisées circulairement sont des ondes transversales pures, sans ondelettes d'expansion associées. On peut raisonnablement se demander si cette propriété étonnante ne pouvait pas être à l'origine de l'existence de fluctuations «électromagnétiques» quantifiées, comme les fameux photons de la physique quantique?

Considérons des ondes transversales de pulsation Ω se propageant selon l'axe Ox_2, avec une polarisation des champs de rotation $\underline{\omega}_1(x_2,t)$ et $\underline{\omega}_3(x_2,t)$ et des champs de vitesse

$\underline{\phi}_1(x_2,t)$ et $\underline{\phi}_3(x_2,t)$ selon les axes Ox_1 et Ox_3. On essaie alors de former un paquet d'ondes transversales, de pulsation Ω, d'enveloppes exponentielles de portée δ_2 selon l'axe Ox_2 et de portées égales $\delta_1 = \delta_3 = \delta$ selon les axes Ox_1 et Ox_3. En appliquant des équations de champ linéarisées pour ces fluctuations dans le domaine $\tau_0 < \tau_{0cr}$, il apparaît une composante d'expansion volumique $\underline{\tau}^{(p)}(x_2,t)$ associées au paquet d'ondes, de fréquence 2Ω. Si on calcule la densité d'énergie de cette fluctuation par oscillations du champ de rotation et du champ d'expansion, elle contient des termes en $\cos^2 \Omega t$, en $\cos^2 2\Omega t$ et en $\cos 2\Omega t$, de sorte qu'elle n'est pas indépendante du temps, alors qu'elle devrait l'être en principe. Pour faire disparaître ces termes en $\cos^2 \Omega t$, en $\cos^2 2\Omega t$ et en $\cos 2\Omega t$, afin que la densité d'énergie de la fluctuation ne dépende pas du temps, et pour faire disparaître la composante d'expansion volumique du paquet d'ondes, un calcul assez fastidieux conduit à la solution réelle du paquet d'ondes proposée dans la figure 14.1.

Ce paquet d'ondes représente en fait, dans l'analogie avec l'électromagnétisme, un paquet d'ondes électromagnétiques, qui *DOIT* présenter une hélicité droite ou gauche pour que son



Paquet d'ondes transversales de polarisation circulaire non couplé avec des fluctuations gravitationnelles

$$\begin{cases} \omega_1(x_2,t) = \omega_{10}\, e^{-\frac{|x_1|}{\delta}}\, e^{-\frac{|x_3|}{\delta}}\, e^{-\frac{|x_2-c_t t|}{\delta_2}} \cos\left[\frac{\Omega}{c_t}(x_2 - c_t t)\right] \\ \omega_3(x_2,t) = (\mp)\,\omega_{10}\, e^{-\frac{|x_1|}{\delta}}\, e^{-\frac{|x_3|}{\delta}}\, e^{-\frac{|x_2-c_t t|}{\delta_2}} \sin\left[\frac{\Omega}{c_t}(x_2 - c_t t)\right] \\ \phi_3(x_2,t) = -2c_t\,\omega_{10}\, e^{-\frac{|x_1|}{\delta}}\, e^{-\frac{|x_3|}{\delta}}\, e^{-\frac{|x_2-c_t t|}{\delta_2}} \cos\left[\frac{\Omega}{c_t}(x_2 - c_t t)\right] \\ \underline{\phi}_1(x_2,t) = \{\mp\}\, 2c_t\,\omega_{10}\, e^{-\frac{|x_1|}{\delta}}\, e^{-\frac{|x_3|}{\delta}}\, e^{-\frac{|x_2-c_t t|}{\delta_2}} \sin\left[\frac{\Omega}{c_t}(x_2 - c_t t)\right] \end{cases}$$

Densité d'énergie

$$e^{fluctuation} = \underbrace{2K_3\left(\omega_1^2 + \omega_3^2\right)}_{e^{dist}_{\omega}} + \underbrace{\frac{1}{2} mn\left(\phi_1^2 + \phi_3^2\right)}_{e^{cin}} = 4K_3\omega_{10}^2\, e^{-2\frac{|x_1|}{\delta}}\, e^{-2\frac{|x_3|}{\delta}}\, e^{-2\frac{|x_2-c_t t|}{\delta_2}}$$

Energie totale du paquet d'ondes

$$E_{paquet\ d'ondes} = 8\int_0^\infty dx_1 \int_0^\infty dx_3 \int_0^\infty dy \left(4K_3\omega_{10}^2\, e^{-2\frac{x_1}{\delta}}\, e^{-2\frac{x_3}{\delta}}\, e^{-2\frac{y}{\delta_2}}\right) = 4K_3\omega_{10}^2\delta^2\delta_2$$

Figure 14.1 *- Paquet d'ondes transversales de polarisation circulaire non couplé avec des fluctuations gravitationnelles*

énergie soit indépendante du temps, et surtout pour qu'il ne soit pas accompagné d'une perturbation «gravitationnelle» d'expansion. Sachant que $mnc_t^2 = K_3$ dans le réseau cosmologique parfait pour $\tau_0 < \tau_{0cr}$, *la densité volumique d'énergie* de ce paquet d'onde est donnée par la relation reportée dans la figure 14.1. Et en effectuant un changement de variable $x_2 - c_t t = y$, on peut assez facilement calculer *l'énergie totale* de cette fluctuation du champ de rotation, qui vaut finalement $E_{paquet\ d'ondes} = 4K_3\omega_{10}^2\delta^2\delta_2$. On constate donc que cette expression de l'énergie du paquet d'ondes ne dépend que de l'amplitude maximum ω_{10} des oscillations du champ de rotation et des portées δ_2 selon l'axe $\boldsymbol{O}x_2$ et $\delta_1 = \delta_3 = \delta$ selon les axes $\boldsymbol{O}x_1$ et $\boldsymbol{O}x_3$, et que la pulsation ω de l'onde n'intervient pas dans cette expression de l'énergie.

Si on considère que le réseau cosmologique parfait est effectivement une représentation théorique de l'Univers réel, alors les paquets d'onde de rotation que nous venons de décrire doivent probablement correspondre aux photons. En supposant par conséquent que ces paquets d'onde sont émis lorsqu'une singularité topologique change subitement d'état (comme par exemple la transition de niveau d'un électron dans un atome), il devient très simple d'expliquer qu'ils présentent une quantification de leur énergie. En effet, supposons une singularité qui passe d'un niveau d'énergie élevé *(a)* à un niveau d'énergie plus bas *(b),* comme illustré dans la figure 14.2. En utilisant les relations de la figure 11.1 pour la pulsation des fluctuations gravitationnelles, et en exprimant ces relations dans le cas non-relativiste, on a $\hbar\underline{\omega}_f^{(a)} = E_0^{dist} + V^{(a)}$ et $\hbar\underline{\omega}_f^{(b)} = E_0^{dist} + V^{(b)}$, de sorte que la perte d'énergie ΔE_{perdue} de la singularité lors de sa transition de niveau d'énergie s'exprime comme $\Delta E_{perdue} = V^{(a)} - V^{(b)} = \hbar\left(\underline{\omega}_f^{(a)} - \underline{\omega}_f^{(b)}\right)$.

Cette énergie ΔE_{perdue} est dissipée sous la forme d'un photon, donc d'un paquet d'ondes transversales transportant cette énergie perdue par la singularité. En égalant l'énergie dissipée ΔE_{perdue} avec l'énergie totale $E_{paquet\ d'ondes}$ du paquet d'onde émis, on obtient une relation entre

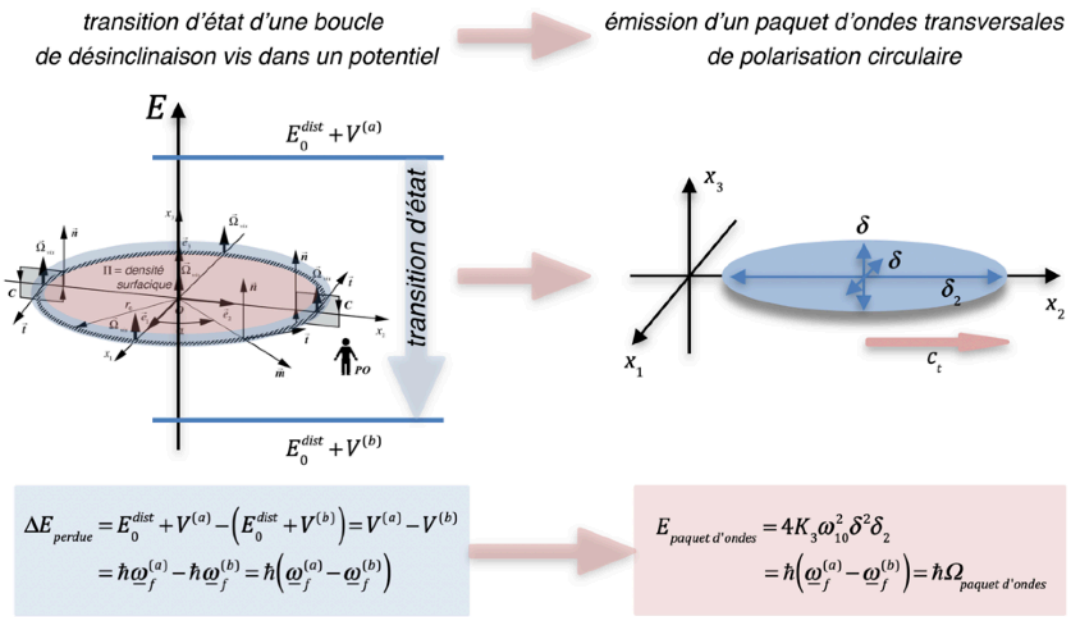


Figure 14.2 - *Emission d'un paquet d'ondes transversales de polarisation circulaire par la transition d'état d'une boucle dans un potentiel*

les paramètres $\omega_{10},\delta,\delta_2$ du paquet d'ondes et la pulsation $\omega_{paquet\ d'ondes}$ du paquet d'ondes, sous la forme $E_{paquet\ d'ondes}=4K_3\omega_{10}^2\delta^2\delta_2=\hbar\left(\underline{\omega}_f^{(a)}-\underline{\omega}_f^{(b)}\right)=\hbar\Omega_{paquet\ d'ondes}$.

Cette relation est alors tout-à-fait remarquable, car elle montre que *l'énergie de la fluctuation transversale est quantifiée à la valeur* $\hbar\left(\underline{\omega}_f^{(a)}-\underline{\omega}_f^{(b)}\right)$, et que *la fréquence* $\Omega_{paquet\ d'ondes}$ *de la fluctuation transversale émise n'est rien d'autre que la différence des fréquences des perturbations gravitationnelles de la singularité dans les états (a) et (b).* On retrouve par conséquent l'observation expérimentale que l'énergie des photons est quantifiée, comme l'a d'ailleurs proposé initialement Einstein, et que l'énergie d'un photon possède une valeur bien déterminée proportionnelle à sa pulsation $\Omega_{paquet\ d'ondes}$ via la constante de Planck.

Les propriétés envisageables des paquets d'ondes transversales de rotation

- *De la non-localité du paquet d'ondes de rotation:*

Le paquet d'onde ainsi formé possède un *«volume»* $\delta^2\delta_2$, une amplitude ω_{10} et une énergie $E_{paquet\ d'ondes}=\hbar\Omega_{paquet\ d'ondes}$. Comme son énergie est astreinte à rester constante, ceci implique que ni l'amplitude ω_{10}, ni le «volume» $\delta^2\delta_2$ sont prédéterminés, mais qu'ils sont simplement liés par la relation $4K_3\omega_{10}^2\delta^2\delta_2=\hbar\Omega_{paquet\ d'ondes}$. Le paquet d'onde présente ainsi une sorte de *«malléabilité»*, ou de *«plasticité».* Il peut par exemple s'allonger ou se rétrécir le long de son axe de propagation Ox_2, ou bien s'étendre ou se comprimer selon les axes Ox_1 et Ox_3 perpendiculaires à la direction de propagation, ou bien s'étendre ou se contracter de manière isotrope dans le réseau, moyennant que le produit $\omega_{10}^2\delta^2\delta_2$ reste une constante égale à $\hbar\Omega_{paquet\ d'ondes}/4K_3$.

Si le paquet d'onde est très ramassé sur lui-même, c'est-à-dire que son «volume» $\delta^2\delta_2$ est très petit et que son amplitude ω_{10} est très grande, il se comportera alors comme une *quasi-particule localisée d'énergie* $E_{paquet\ d'ondes}=\hbar\Omega_{paquet\ d'ondes}$. Mais au cours de sa propagation, il peut aussi très bien s'étendre et occuper un «volume» $\delta^2\delta_2$ très important, avec une amplitude ω_{10} très faible, et se comporter en ce cas plutôt comme une onde, capable de tous les phénomènes d'interférence et de diffraction d'une onde usuelle. On retrouve ici la *propriété de non-localité* de la quasi-particule au cours de sa propagation, au même sens qu'en physique quantique.

- *De la quantité de mouvement de la quasi-particule «photon»:*

Sous forme de quasi-particule, c'est-à-dire lorsque le paquet d'onde est très contracté, donc de «volume» très faible, il ne possède évidemment pas de masse d'inertie, mais il possède par contre *une quantité de mouvement non nulle*. On déduit cette particularité du fait que ce paquet d'onde se déplace à la célérité c_t et donc qu'il doit satisfaire *l'équation relativiste de l'énergie* de la figure 11.1, avec une masse d'inertie $M_0=0$, à savoir $\left(E_{\boldsymbol{v}}^{photon}\right)^2=\left(\vec{\boldsymbol{P}}^{photon}\right)^2c_t^2$, ce qui implique une quantité de mouvement non nulle dans la direction de propagation Ox_2 valant $\vec{\boldsymbol{P}}^{photon}=\pm E_{\boldsymbol{v}}^{photon}\vec{e}_2/c_t=\pm\hbar\Omega\vec{e}_2/c_t$.

- *De la dualité onde-corpuscule du paquet d'ondes de rotation:*

Ces paquets d'onde possèdent en fait une *dualité onde-corpuscule* similaire à celle observée en physique quantique. La seule restriction imposée à ce paquet d'onde par le fait qu'il se propage dans un réseau cosmologique satisfaisant $\tau_0<\tau_{0cr}$, c'est qu'il est astreint obligatoirement à rester *une seule entité*, d'énergie et d'hélicité données, afin que son énergie $\hbar\Omega$ reste

constante et qu'il n'apparaisse pas de perturbations d'expansion.

Ceci implique qu'un tel paquet d'onde, s'il est très étendu et qu'il doit par exemple traverser une fente, doit obligatoirement se contracter suffisamment pour traverser la fente sous forme d'une seule entité. Mais rien n'empêche qu'au cours de cette traversée, le côté ondulatoire de cette entité interagisse avec les bords de la fente de sorte que l'entité soit diffractée au cours de cette traversée, et donc que la «trajectoire» de la quasi-particule soit modifiée.

De même, si ce paquet d'onde étendu rencontre une double fente, il peut traverser les deux fentes en se contractant localement, et se recombiner après cette traversée, moyennant que son intégrité d'entité n'ait pas été modifiée au cours de cette traversée. Mais la recombinaison de l'entité ondulatoire après le passage des deux fentes est soumise aux interférences ondulatoires, de sorte que la probabilité de trouver la quasi-particule dans l'espace après les fentes présente des franges identiques à des franges d'interférence classiques pour une onde plane traversant deux fentes.

Ceci implique aussi que si le paquet d'onde, très étendu au cours de sa propagation, commence à être absorbé par un obstacle, le maintien d'une énergie constante dans le temps le force à se re-contracter de sorte à ce que l'absorption de son énergie soit un phénomène très localisé. On pourrait raisonnablement parler là de *la «matérialisation» du paquet d'onde sous la forme d'une «quasi-particule»*. Il doit donc se comporter comme une quasi-particule très localisée lors de sa création ou de son annihilation.

A noter que ce qu'on appelle le *«problème de la mesure»* en physique quantique correspond très exactement à ce type de phénomène. Toute tentative de «toucher» au paquet d'onde va obliger celui-ci à se modifier de telle sorte à ce qu'il reste une entité d'énergie indépendante du temps. Ainsi, une mesure sur ce paquet d'onde est forcément une action qui va perturber ce paquet d'onde et modifier ses caractéristiques.

- De la création de paires de quasi-particules «photons»:

Comme la quasi-particule «photon» possède une quantité de mouvement due à son comportement relativiste, la création d'un photon unique violerait la conservation de la quantité de mouvement. Ceci implique que les photons ne peuvent être créés que par paire de photons de même fréquence, se propageant dans deux directions opposées de sorte à ce que leur quantité de mouvement global soit nulle.

- Du phénomène d'intrication de deux quasi-particules virtuelles «photons»:

Initialement, lors de la création d'une paire de photons, il pourrait bien n'exister qu'un seul paquet d'onde créé localement, auquel cas celui-ci doit s'allonger à la vitesse c_t de part et d'autre de l'axe de propagation des deux quasi-particules virtuelles afin d'assurer une quantité de mouvement globale nulle. On pourrait dire que le paquet d'onde unique d'énergie $2\hbar\Omega$ représentant les deux quasi-particules de quantité de mouvement $\vec{P}^{photon} = \pm\left(\hbar\Omega / c_t\right)\vec{e}_2$ correspond alors à *un état intriqué des deux quasi-particules virtuelles*. Mais si une des extrémités de ce paquet d'onde est brusquement «matérialisée» sous forme d'une quasi-particule (photon 1) transférant une énergie $E_{déposée} = \hbar\Omega$ à un «objet» interagissant avec lui, la deuxième extrémité du paquet d'onde va se regrouper et possèdera l'énergie $E^{fluctuation} = \hbar\Omega$ et la quantité de mouvement $\vec{P}^{photon} = \pm\left(\hbar\Omega / c_t\right)\vec{e}_2$. Il se transformera donc obligatoirement en un paquet d'onde représentant le photon 2, qui peut être «matérialisé» sous forme d'une quasi-particule.

Mais il faut noter que le paquet d'onde initial possédait, à l'instant de la «matérialisation» de

la première quasi-particule, une polarisation et une hélicité qui ont pu être mesurée, et que cette polarisation et cette hélicité mesurées deviennent alors l'apanage du paquet d'onde résiduel. C'est exactement ce que la physique quantique prédit lorsqu'elle parle *d'intrication de deux photons.* Et il n'y a donc pas de «transmission» instantanée de l'information d'une quasi-particule (photon 1) à l'autre quasi-particule (photon 2) puisque c'est au cours de la «matérialisation» de la première quasi-particule (photon 1) que le paquet d'onde associé à la deuxième quasi-particule (photon 2) se forme et acquière obligatoirement les caractéristiques complémentaires à la première quasi-particule (photon 1), caractéristiques qui seront observée lors de la «matérialisation» de la deuxième quasi-particule (photon 2).

- *Du phénomène de décohérence:*

Comme on vient de le dire, un paquet d'onde d'énergie $E^{fluctuation} = \hbar\Omega$ représentant les deux photons créés initialement peut s'allonger selon un seul axe sur de grandes distances. Mais cet allongement se fait évidemment au détriment de l'amplitude ω_{10} du paquet d'onde. Au fur et à mesure de l'allongement du paquet d'onde, celui-ci deviendra de plus en plus sensible à son environnement, c'est-à-dire aux autres fluctuations de champs qu'il rencontre, jusqu'à ce qu'il rencontre une fluctuation suffisamment forte pour «casser» le paquet d'onde initial et le diviser en deux paquets d'onde indépendants, qui ne seront donc plus intriqués. Dès cet instant, les deux paquets d'onde deviennent indépendants. On peut alors parler d'un phénomène de *décohérence*, au sens que la «matérialisation» des deux paquets d'onde sous forme de deux photons individuels ne présentera plus l'effet d'intrication décrit à la section précédente.

Ce phénomène est absolument similaire au phénomène de décohérence que la physique quantique invoque pour expliquer le passage du monde microscopique quantique au monde macroscopique classique.

Quoique assez spéculatifs, les résultats obtenus ici sont tout-à-fait intéressants, car ils signifient que le réseau cosmologique qui ne présente pas d'ondes longitudinales pour $\tau_0 < \tau_{0cr}$ peut contenir des perturbations localisées de pures ondes transversales de polarisation circulaire qui semblent bien avoir toutes les caractéristiques des *photons* (quantification, dualité ondes-corpuscules, intrication, etc.).

Fluctuations gravitationnelles longitudinales localisées

Dans la figure 11.1, nous avons vu que, dans un réseau dans lequel la propagation d'ondes longitudinales n'est pas possible, il peut apparaître des vibrations longitudinales localisées, qu'on pourrait appeler des *fluctuations gravitationnelles* $\tau^{(p)}_{localisée}(\vec{r},t)$ puisque ce sont des fluctuations du champ d'expansion volumique. On peut essayer de creuser un peu ce sujet, en décrivant ces fluctuations longitudinales dans un réseau cosmologique ne contenant ni singularités topologiques, ni ondes transversales.

En l'absence de singularités topologiques et d'ondes transversales, imaginons l'existence de fluctuations $\tau^{(p)}(\vec{r},t)$ du champ d'expansion volumique d'un réseau cosmologique dans le domaine $\tau_0 < \tau_{0cr}$, du type $\tau(\vec{r},t) = \tau_0 + \tau^{(p)}(\vec{r},t)$. Ces fluctuations $\tau^{(p)}(\vec{r},t)$, si elles existent, doivent évidemment satisfaire l'équation de Newton du champ d'expansion volumique. En l'absence de singularités topologiques et d'ondes transversales, et en négligeant les effets des lacunes et des interstitielles ($\vec{p} \cong m\dot{\vec{\phi}}$), la deuxième équation partielle de Newton pour les pertur-

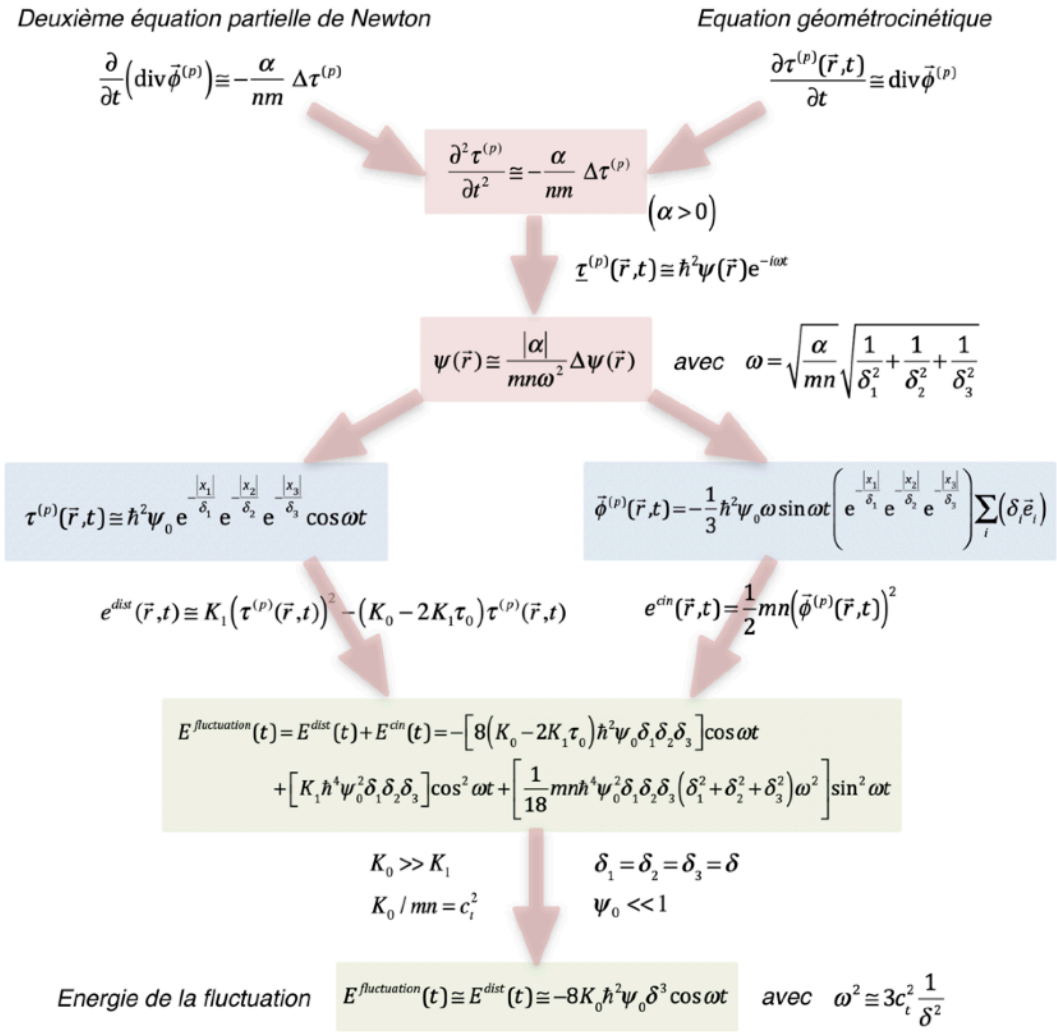


Figure 14.3 - *Energie d'une fluctuation gravitationnelle localisée*

bations longitudinales est donnée par la relation de la figure 5.1 dans laquelle on néglige tous les champs à part $\tau^{(p)}$ et $\vec{\phi}^{(p)}$, et dont on prend directement la divergence. En considérant des fluctuations $\tau^{(p)}(\vec{r},t)$ suffisamment faibles, il est possible de linéariser l'équation, en négligeant complètement le terme $(\tau^{(p)})^2$ et en sortant la densité n du terme de divergence. On peut encore introduire un paramètre α valant $\alpha=K_0-4K_2/3-2K_1\left(1+\tau_0\right)$, qui est positif si le réseau cosmologique ne présente pas d'ondes longitudinales, c'est-à-dire si $\tau_0<\tau_{0cr}$, et remplacer la dérivé particulaire par la dérivé partielle du temps, de telle sorte que l'équation se réduit à la première équation de la figure 14.3. En utilisant encore l'équation géométrocinétique pour l'expansion volumique, en supposant les sources de réseau nulles, et en négligeant la dérivé particulaire, on obtient la deuxième équation de la figure 14.3. En combinant ces deux relations, on obtient l'équation de Newton linéarisée des fluctuations gravitationnelles faibles dans le réseau cosmologique sans propagation d'ondes longitudinales, dans le domaine $\tau_0<\tau_{0cr}$.

Si on dissocie le comportement spatial et le comportement temporel de ces fluctuations $\tau^{(p)}(\vec{r},t)$, on peut les écrire comme le produit d'une fonction spatiale $\hbar^2\psi(\vec{r})$ par un terme oscillant $\mathrm{e}^{-i\omega t}$ dans le temps sous la forme $\tau^{(p)}(\vec{r},t)\cong\hbar^2\psi(\vec{r})\mathrm{e}^{-i\omega t}$. En introduisant cette écri-

ture des fluctuations dans l'équation de Newton, on obtient l'équation qui régit la composante spatiale $\psi(\vec{r})$ lorsque les fluctuations présentent une pulsation ω .

Par exemple, supposons une fluctuation localisée au voisinage de l'origine, selon les trois axes de l'espace. Pour qu'un telle fluctuation satisfasse l'équation de Newton précédente, il faut que la composante spatiale $\hbar^2\psi(\vec{r})$ s'écrive sous la forme d'une décroissance exponentielle symétrique de part et d'autre de l'origine, qui, introduite dans l'équation de Newton, permet de relier la pulsation ω de la fluctuation à ses *portées spatiales* δ_i selon les trois directions de l'espace. On constate donc que la pulsation d'une fluctuation gravitationnelle est alors inversement proportionnelle à ses portées spatiales. On déduit facilement la fluctuation spatiale $\tau^{(p)}(\vec{r},t)$, ainsi que la fluctuation de la vitesse $\vec{\phi}^{(p)}(\vec{r},t)$ au sein du réseau.

Essayons de calculer l'énergie élastique stockée par cette perturbation dans le réseau. La densité d'énergie élastique $e^{dist}(\vec{r},t)$ est donnée par l'expression de la figure 14.3 si l'expansion de fond τ_0 du réseau cosmologique n'est pas nulle. L'énergie élastique totale $E^{dist}(t)$ de la fluctuation s'obtient en intégrant $e^{dist}(\vec{r},t)$ sur tout l'espace. La densité d'énergie cinétique $e^{cin}(\vec{r},t)$ de la fluctuation est donnée par l'expression de la figure 14.3, et l'énergie cinétique totale $E^{cin}(t)$ de la fluctuation s'obtient en intégrant $e^{cin}(\vec{r},t)$ sur tout l'espace. On en déduit l'énergie totale de la fluctuation $E^{fluctuation}(t)=E^{dist}(t)+E^{cin}(t)$ reportée dans la figure 14.3.

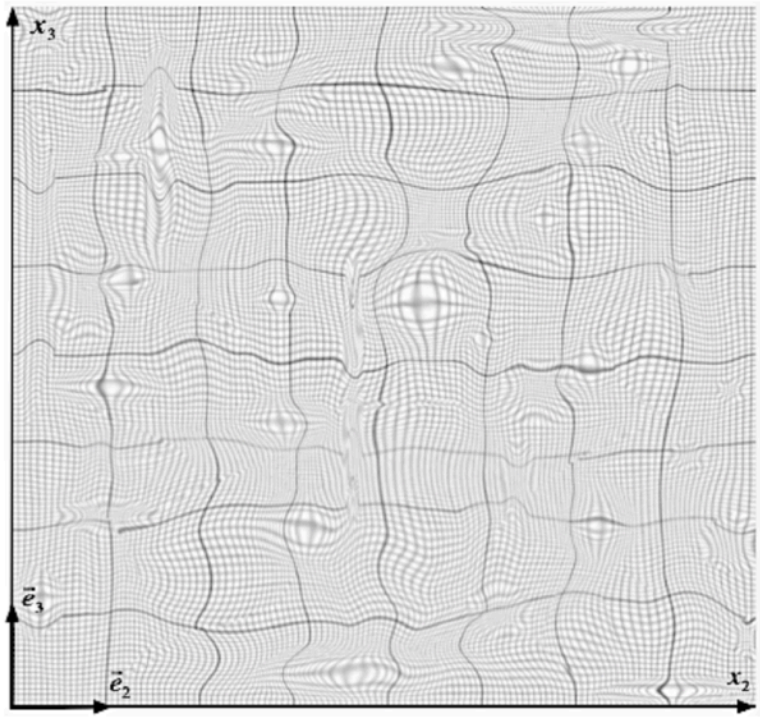
Fluctuations microscopiques aléatoires et fluctuations quantiques du vide

Considérons maintenant des fluctuations longitudinales microscopiques, c'est-à-dire des fluctuations «gravitationnelles» pour lesquelles l'amplitude ψ_0 est extrêmement faible. N'abordons ici que le cas très simple d'une fluctuation «gravitationnelle» isotrope, c'est-à-dire telle que les portées dans les trois directions de l'espace soient égales. Dans le cas du réseau cosmologique parfait, pour $\tau_0 < \tau_{0cr}$, on a que $K_0 >> K_1$ et $K_0 / mn = c_t^2$, de sorte que, si cette fluctuation est d'amplitude telle que $\psi_0 << 1$, c'est *l'énergie de distorsion associée à* K_0 qui domine largement les autres, et donc que $E^{fluctuation}(t) \cong E^{dist}(t) \cong -8K_0\hbar^2\psi_0\delta^3\cos\omega t$.

Ce résultat d'une énergie de fluctuation qui est symétriquement positive ou négative au cours du temps est tout-à-fait intéressant et intriguant. Il signifie en effet qu'un réseau ne présentant pas d'ondes longitudinales pourrait être soumis à *une superposition de fluctuations locales* de diverses pulsations ω_k , de diverses phases φ_k et de diverses amplitudes ψ_{0k} , et dont les centres seraient situés aléatoirement aux positions $\vec{r}_k$, de sorte à prendre *de manière instantanée* l'allure mathématique reportée dans la figure 14.4.

Et comme l'énergie de chacune de ces fluctuations peut être positive ou négative au cours du temps, avec une moyenne nulle, l'énergie globale instantanée de ce champ $\tau^{(p)}(\vec{r},t)$ *présenterait toujours en moyenne une énergie nulle.* On peut essayer de représenter schématiquement cette situation dans le réseau, comme on l'a fait dans la figure 14.4.

Ce *champ de fluctuations «gravitationnelles» microscopiques* n'est évidemment pas formé de fluctuations stables dans le temps puisque leur énergie n'est pas une constante. Il est en fait constitué de fluctuations «*évanescentes*», qui apparaissent et disparaissent spontanément, tout en maintenant une énergie globale nulle du réseau cosmologique. A ce titre, ce champ de fluctuations «gravitationnelles» est l'analogue parfait du *champ de fluctuations quantiques du vide,* composé lui aussi de fluctuations quantiques à l'échelle microscopique, d'énergies positives et négatives, mais dont l'énergie moyenne reste nulle.



$$\underline{\tau}^{(p)}(\vec{r},t)=\sum_k \hbar^2\psi_{0k}\, e^{-\frac{|x_1-x_{1k}|}{\delta_{1k}}} e^{-\frac{|x_2-x_{2k}|}{\delta_{2k}}} e^{-\frac{|x_3-x_{3k}|}{\delta_{3k}}} e^{-i(\omega_k t+\varphi_k)} \quad \text{avec} \quad \omega_k=\sqrt{\frac{\alpha}{mn}}\sqrt{\frac{1}{\delta_{1k}^2}+\frac{1}{\delta_{2k}^2}+\frac{1}{\delta_{3k}^2}}$$

$$\tau^{(p)}(\vec{r},t)\bullet\tau^{(p)*}(\vec{r},t)=\sum_m\left(\hbar^2\psi_{0m}\, e^{-\frac{|x_1-x_{1m}|}{\delta_{1m}}} e^{-\frac{|x_2-x_{2m}|}{\delta_{2m}}} e^{-\frac{|x_3-x_{3m}|}{\delta_{3m}}}\right)^2=\hbar^4\psi(\vec{r},t)\bullet\psi^*(\vec{r},t)$$

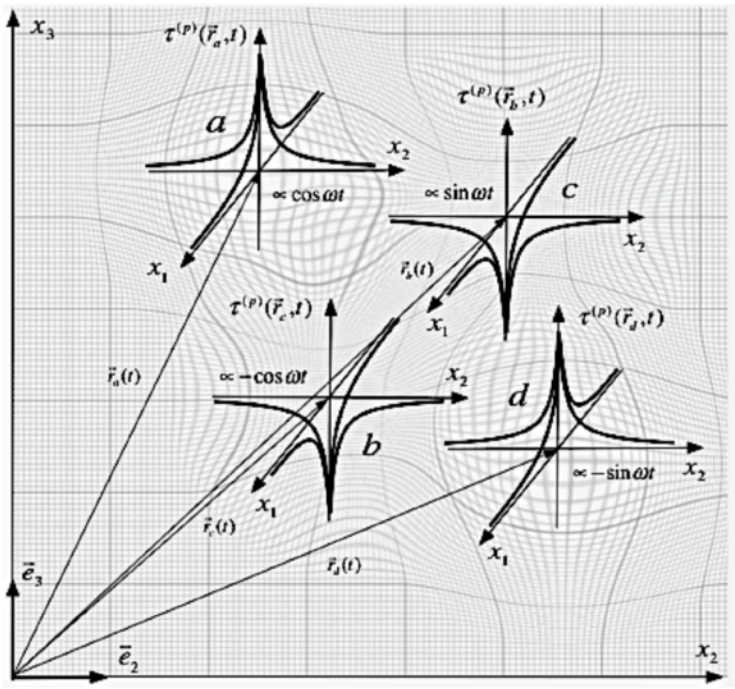
Figure 14.4 *- Représentation schématique du champ* $\tau^{(p)}(\vec{r},t)$ *de fluctuations «gravitationnelles» élémentaires*

En présence d'une telle superposition de fluctuations, on peut calculer le produit de $\tau^{(p)}(\vec{r},t)$ par son complexe conjugué. En exprimant ce produit, il apparaît de nombreux termes, certains ayant une valeur nulle à cause des valeurs aléatoires positives et négatives des produits $e^{i(\omega_n-\omega_m)t}e^{i(\varphi_n-\varphi_m)}$ et certains ayant une valeur non nulle car ils représentent la somme des carrés des amplitudes de chaque fluctuation. On obtient ainsi un produit non nul qui n'est rien d'autre que le produit instantané de la fonction d'onde $\psi(\vec{r},t)$ par son complexe conjugué comme illustré dans la figure 14.4. Au chapitre 1, on a interprété le produit $\underline{\psi}(\vec{r},t)\bullet\underline{\psi}^*(\vec{r},t)$ comme la probabilité de présence d'une singularité topologique responsable de la fonction d'onde $\psi(\vec{r},t)$. On peut donc appliquer ici ce concept probabiliste et imaginer que la valeur instantanée non nulle de $\psi(\vec{r},t)\bullet\psi^*(\vec{r},t)$ correspond à *une probabilité de présence d'une singularité topologique virtuelle,* autrement dit une singularité topologique qui n'existe pas réellement, ce qui rejoint parfaitement l'interprétation usuelle des fluctuations quantiques du vide en physique quantique.

Est-il possible de former des fluctuations gravitationnelles oscillatoires stables?

Pour former des fluctuations gravitationnelles stables se présentant comme des oscillations longitudinales localisées et durables au sein du réseau cosmologique, l'énergie totale $E^{fluctuation}(t)$ de la fluctuation unique de la figure 14.3 pose un sérieux problème. En effet, si la fluctuation doit être une vibration localisée stable de fréquence ω, elle devrait en principe posséder une énergie $E^{fluctuation}(t)$ d'oscillation indépendante du temps, ce qui n'est manifestement pas le cas de l'expression de la figure 14.3, puisque celle-ci dépend à la fois de $\cos\omega t$, *de* $\cos^2\omega t$ et de $\sin^2\omega t$.

Il faut par conséquent imaginer un mécanisme *ad hoc* qui puisse assurer l'indépendance en le temps de l'énergie totale $E^{fluctuation}(t)$. En fait, on peut montrer par des calculs assez longs et fastidieux que la fluctuation totale doit être composée d'au moins quatre fluctuations individuelles élémentaires *a*, *b, c* et *d,* de même fréquence ω, et situées en des endroits différents



$$\tau^{(p)}(\vec{r},t) \cong \hbar^2\psi_0 \left[\begin{array}{l} +e^{-\frac{|x_1-x_{a1}(t)|}{\delta_{a1}}} e^{-\frac{|x_2-x_{a2}(t)|}{\delta_{a2}}} e^{-\frac{|x_3-x_{a3}(t)|}{\delta_{a3}}} \cos\omega t - e^{-\frac{|x_1-x_{b1}(t)|}{\delta_{b1}}} e^{-\frac{|x_2-x_{b2}(t)|}{\delta_{b2}}} e^{-\frac{|x_3-x_{b3}(t)|}{\delta_{b3}}} \cos\omega t \\ \pm e^{-\frac{|x_1-x_{c1}(t)|}{\delta_{c1}}} e^{-\frac{|x_2-x_{c2}(t)|}{\delta_{c2}}} e^{-\frac{|x_3-x_{c3}(t)|}{\delta_{c3}}} \sin\omega t \mp e^{-\frac{|x_1-x_{d1}(t)|}{\delta_{d1}}} e^{-\frac{|x_2-x_{d2}(t)|}{\delta_{d2}}} e^{-\frac{|x_3-x_{d3}(t)|}{\delta_{d3}}} \sin\omega t \end{array} \right]$$

$$\text{avec} \left\{ \begin{array}{l} \omega \cong c_t \sqrt{\frac{1}{A^2}+\frac{1}{B^2}+\frac{1}{C^2}} \\ \delta_{a1}\delta_{a2}\delta_{a3} = \delta_{b1}\delta_{b2}\delta_{b3} = \delta_{c1}\delta_{c2}\delta_{c3} = \delta_{d1}\delta_{d2}\delta_{d3} = ABC \end{array} \right.$$

$$E^{fluctuation} \cong E^{cin} \cong \frac{K_0}{9}\hbar^4\psi_0^2 ABC\left(A^2+B^2+C^2\right)\left(\frac{1}{A^2}+\frac{1}{B^2}+\frac{1}{C^2}\right)$$

Figure 14.5 *- Représentation schématique des quatre fluctuations élémentaires composant lune fluctuation d'énergie cinétique indépendante du temps*

du réseau, respectivement en $\vec{r}_a(t)$, $\vec{r}_b(t)$, $\vec{r}_c(t)$ *et* $\vec{r}_d(t)$, comme décrit dans la figure 14.5. Et pour que ces quatre fluctuations présentent ensemble une énergie totale indépendante du temps, les diverses portées des quatre fluctuations doivent satisfaire des conditions qui sont reportées dans la figure 14.5, où le produit ABC de trois nombres quelconques est en fait proportionnel au *«volume»* occupé par chaque fluctuation au sein du réseau. En ce cas seulement, on obtient une expression assez simple de l'énergie totale indépendante du temps des quatre fluctuations, qui est essentiellement composée d'énergie cinétique, et cette fluctuation globale est alors stable dans le temps.

Oscillations gravitationnelles macroscopiques stables dans un réseau cosmologique infini et Multivers

Dans le domaine $\tau_0 < \tau_{0cr}$ du réseau cosmologique dans lequel il n'existe pas d'ondes longitudinales, il y a ainsi la possibilité de voir apparaître une *fluctuation macroscopique stable* formée d'un quadruplet de fluctuations élémentaires, comme celui représenté dans la figure 14.5, qui représentent des vibrations locales longitudinales à une fréquence ω donnée, et de telle sorte à ce que l'énergie totale de la fluctuation globale, essentiellement de nature cinétique, ne dépende pas du temps.

Considérons alors le cas d'une fluctuation macroscopique composée d'un quadruplet de fluctuations élémentaires quasi-isotropes, c'est-à-dire avec $\delta_{x1} \cong \delta_{x2} \cong \delta_{x3} \cong \delta$. Des relations de la figure 14.5 on déduit la fréquence de pulsation $\omega \cong c_t \sqrt{3}/\delta$ de cette fluctuation macroscopique, qui est inversement proportionnelle à la portée δ, ainsi que l'énergie de la fluctuation $E^{fluctuation} \cong E^{cin} \cong K_0 \hbar^4 \psi_0^2 \delta^3$ qui est essentiellement de nature cinétique. On en déduit que des fluctuations gravitationnelles macroscopiques de fortes amplitudes ψ_0 dans le domaine $\tau_0 < \tau_{0cr}$ auraient une fréquence de pulsation ω proportionnelle à l'inverse de leur portée δ et que leur énergie globale serait proportionnelle au produit du carré ψ_0^2 de leur amplitude et de leur volume δ^3, et indépendante de leur pulsation ω.

Dans un réseau cosmologique parfait *qui serait de taille infinie*, il n'est pas possible d'envisager une expansion cosmologique comme celle que nous avons décrite au chapitre 3 (figures 3.7 à 3.10) dans le cas d'un réseau cosmologique parfait *fini*. Par contre, on pourrait imaginer l'apparition d'une fluctuation macroscopique comme celle que nous venons de décrire à la figure 14.5, qui serait de volume δ^3 gigantesque, de sorte que sa fréquence d'oscillation serait extrêmement basse. Et si son amplitude ψ_0 était aussi assez élevée, pour de minuscules observateurs ***HS*** qui seraient placés au sein de l'une de ces fluctuations élémentaires, celle-ci présenterait toutes les caractéristiques d'un Univers qui oscillerait entre une expansion maximum et une contraction maximum avec la pulsation ω. Ainsi, l'ensemble des quatre fluctuations élémentaires pourrait représenter un *Multivers*. Et au sein de chacune de ces fluctuations élémentaires, c'est-à-dire de chacun des quatre univers, les observations des ***HS*** seraient très similaires à celles faites par des ***HS*** qui seraient placés au sein d'un Univers tel que ceux décrits au chapitre 3 dans le cas d'un réseau cosmologique parfait fini.

Mais pour cela, il existe des conditions nécessaires qui peuvent être déduites de la figure 14.6 et qui seraient essentiellement les suivantes:
(i) que le réseau cosmologique infini possède une expansion de fond τ_0 telle que $\tau_0 >> 1$ afin d'assurer que la formation de trous noirs lacunaires intervienne bien dans le domaine grisé

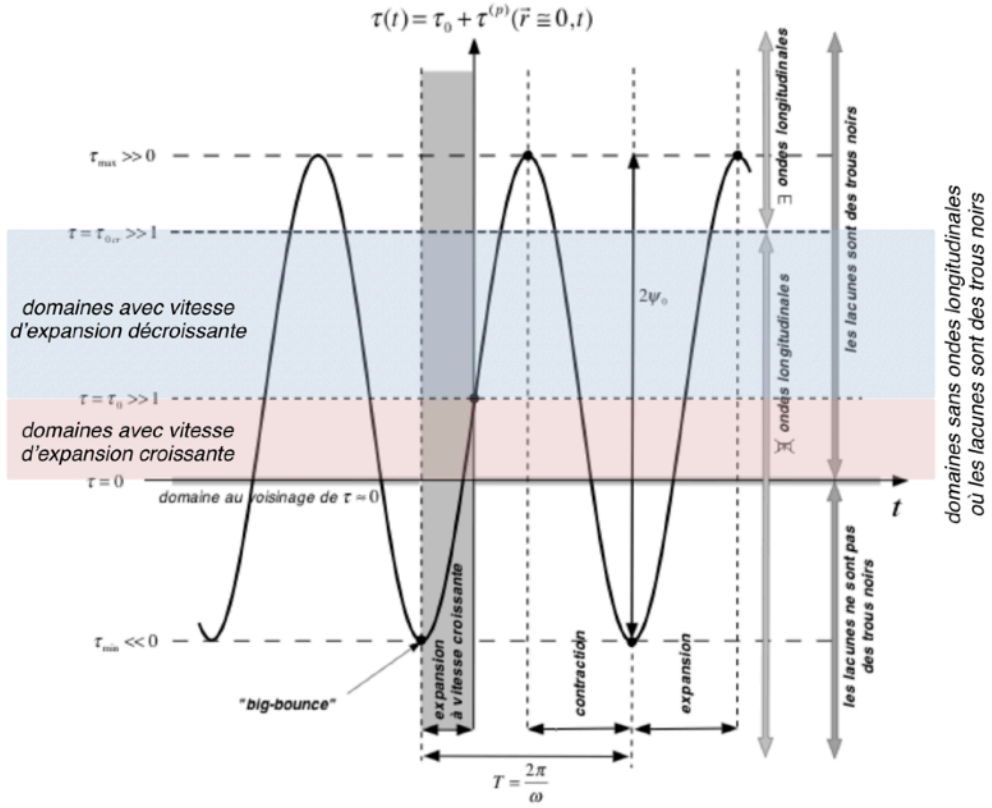


Figure 14.6 *- Expansions-contractions d'un des Multivers. Les comportements des forces gravitationnelles d'interaction entre les singularités topologiques y correspondent à ceux reportés à la figure 10.2*

(dans la figure 14.6) où l'expansion de cet Univers se fait à vitesse croissante,
(ii) que l'amplitude ψ_0 de l'oscillation autour de $\tau=\tau_0$ soit suffisante pour que l'oscillation passe par le domaine des valeurs situées autour de $\tau\approx 0$ pour que le scénario de cosmologie présenté au chapitre 10 soit aussi applicable à ces Multivers.

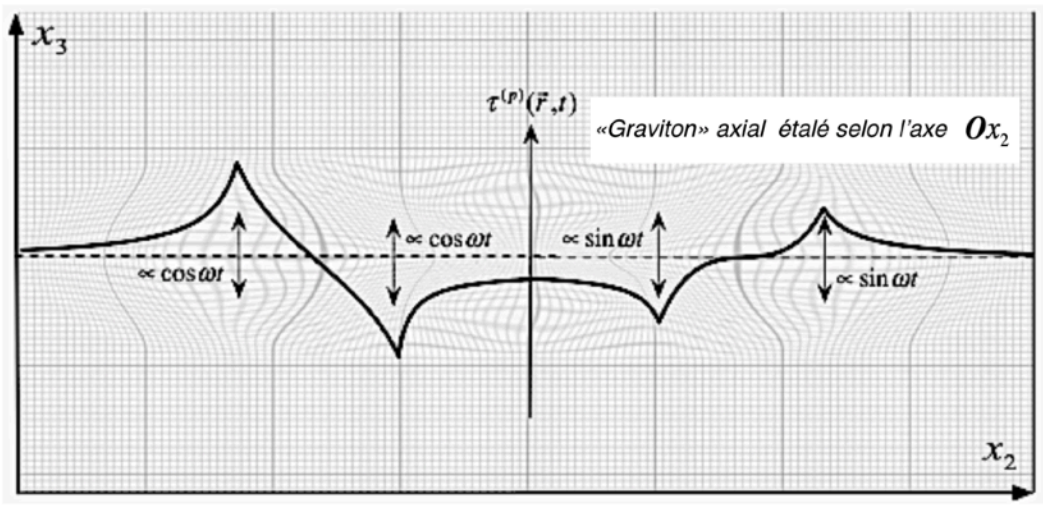
Sous ces deux conditions, chacun de ces multi-Univers présente alors une expansion démarrant par une sorte de «big-bounce», mais qui n'implique plus que l'expansion volumique passe par une singularité telle que $\tau\rightarrow-\infty$, avec, au voisinage de son centre, une évolution cosmologique similaire à celle décrite au chapitre 27, présentant une phase avec une expansion à vitesse croissante pendant laquelle il se forment les trous noirs lacunaires, puis une phase à expansion à vitesse décroissante conduisant à l'expansion maximum, qui peut ou non passer par un domaine d'expansion situé au-delà de la valeur critique d'expansion τ_{0cr} où il apparaît des ondes longitudinales au détriment des fluctuations longitudinales localisées. Puis cet univers passerait par une phase de contraction le conduisant vers un nouveau «big-bounce». Cependant, il est clair que le calcul complet du comportement de tels Multivers n'est pas aussi simple que le calcul que nous venons de présenter, ne serait-ce que par le fait que nous avons adopté l'hypothèse que $\tau_0<<\tau_{0cr}$ dans nos calculs, ce qui ne serait manifestement pas une hypothèse appropriée dans le cas des fluctuations gravitationnelles gigantesques pouvant former de tels multivers.

Oscillations gravitationnelles microscopiques quantifiées: les «gravitons»

Considérons maintenant des *fluctuations longitudinales microscopiques stables*, c'est-à-dire des fluctuations «gravitationnelles» du type de celles décrites dans la figure 14.5, d'énergie constante, mais pour lesquelles l'amplitude ψ_0 serait extrêmement faible.

N'abordons ici que le cas très simple d'une fluctuation «gravitationnelle» stable *isotrope*, c'est-à-dire telle que les portées dans les trois directions de l'espace soient égales, et supposons très hypothétiquement que l'énergie constante de celle-ci soit *quantifiée* de la même façon qu'étaient quantifiées les photons, fluctuations transversales «électromagnétiques», en utilisant la conjecture 11 introduite précédemment. En introduisant *l'énergie quantifiée* $2\hbar\omega$ correspondant aux quatre degrés de liberté d'oscillations de la fluctuation, on obtient une fluctuation stable, localisée et quantifiée, de pulsation ω , de portées δ_{ij} , d'énergie cinétique $E^{fluctuation} \cong E^{cin} \cong K_0 \hbar^4 \psi_0^2 \delta^3 = 2\hbar\omega$ et dont l'amplitude ψ_0 *est* donnée dans la figure 14.7

Cette fluctuation stable quantifiée présenterait donc des extensions spatiales δ_{ij} dépendantes de sa pulsation, ainsi qu'une énergie proportionnelle à sa pulsation ω et une amplitude



$$\tau^{(p)}(\vec{r},t) \equiv \hbar^2 \psi_0 \left[\begin{array}{l} +e^{-\frac{|x_1-x_{a1}(t)|}{\delta_{a1}}} e^{-\frac{|x_2-x_{a2}(t)|}{\delta_{a2}}} e^{-\frac{|x_3-x_{a3}(t)|}{\delta_{a3}}} \cos\omega t - e^{-\frac{|x_1-x_{b1}(t)|}{\delta_{b1}}} e^{-\frac{|x_2-x_{b2}(t)|}{\delta_{b2}}} e^{-\frac{|x_3-x_{b3}(t)|}{\delta_{b3}}} \cos\omega t \\ \pm e^{-\frac{|x_1-x_{c1}(t)|}{\delta_{c1}}} e^{-\frac{|x_2-x_{c2}(t)|}{\delta_{c2}}} e^{-\frac{|x_3-x_{c3}(t)|}{\delta_{c3}}} \sin\omega t \mp e^{-\frac{|x_1-x_{d1}(t)|}{\delta_{d1}}} e^{-\frac{|x_2-x_{d2}(t)|}{\delta_{d2}}} e^{-\frac{|x_3-x_{d3}(t)|}{\delta_{d3}}} \sin\omega t \end{array} \right]$$

avec

$$\begin{cases} E^{fluctuation} \cong E^{cin} = 2\hbar\omega = 2\hbar c_t \sqrt{\frac{1}{A^2}+\frac{1}{B^2}+\frac{1}{C^2}} \\ \delta_{a1}\delta_{a2}\delta_{a3} = \delta_{b1}\delta_{b2}\delta_{b3} = \delta_{c1}\delta_{c2}\delta_{c3} = \delta_{d1}\delta_{d2}\delta_{d3} = ABC \\ \omega \cong c_t \sqrt{\frac{1}{A^2}+\frac{1}{B^2}+\frac{1}{C^2}} \\ \psi_0 = 6 \sqrt{\frac{c_t}{2\hbar^3 K_0 ABC\left(A^2+B^2+C^2\right)\sqrt{\frac{1}{A^2}+\frac{1}{B^2}+\frac{1}{C^2}}}} \end{cases}$$

Figure 14.7 *- Equations et représentation très schématique d'une quasi-particule «graviton»*

liée aux extensions spatiales δ_{ij}. Cette fluctuation n'aurait pas besoin de se déplacer au sein du réseau, quant bien même elle pourrait se balader au sein du réseau. Il s'agit donc là d'une quasi-particule au même titre que le photon dans le cas des ondes transversales «électromagnétiques» de rotation, mais c'est une quasi-particule qui est associée aux vibrations longitudinales «gravitationnelles» d'expansion du réseau. On pourrait donc parler en ce cas de quasi-particules stables de type *«gravitons»*.

En fait, ces gravitons n'ont rien à voir avec les gravitons recherchés dans le cadre des essais de quantification de la relativité générale. Les gravitons postulés dans notre approche sont des quasi-particules énergétiques stables, qui peuvent voyager au sein du réseau, mais qui ne sont pas astreintes à se déplacer à la vitesse des ondes transversales, au contraire des gravitons de la relativité générale qui sont supposés se déplacer à la vitesse de la lumière. De plus, nos gravitons ne sont pas des porteurs de l'interaction gravitationnelle entre deux singularités, mais uniquement des fluctuations énergétiques localisées et quantifiées du champ d'expansion, au contraire des gravitons de la relativité générale, qui sont considérés comme les particules médiatrices de l'interaction gravitationnelle.

La configuration des quatre fluctuations élémentaires composant la quasi-particule «graviton» peut être très complexe. La seule condition étant évidemment que les quatre fluctuations élémentaires puissent échanger de l'énergie entre elles afin de maintenir l'énergie cinétique totale constante. On pourrait par exemple imaginer des «gravitons» axiaux, c'est-à-dire des quasi-particules pour lesquelles les quatre fluctuations élémentaires seraient alignées selon un axe préférentiel, dont une illustration est représentée dans la figure 14.7. On y a représenté très schématiquement le cas d'un hypothétique «graviton» axiale dans le cas où celui-ci est très étalé selon l'axe Ox_2. Dans cette représentation, on a reporté graphiquement l'expansion volumique locale instantanée du «graviton», en spécifiant les oscillations des quatre composantes en $\cos\omega t$ et $\sin\omega t$.

On constate que les étalements δ_{ij} de la fluctuation selon les différents axes sont astreints à ce que les produits pour chacune des fluctuations partielles soient constants et égaux. Mais chaque étalement δ_{ij} n'est pas fixé, de sorte que cette quasi-particule peut se déformer en s'étalant ou se retrécissant selon tous les axes. Par exemple, un «graviton» axiale de pulsation ω, et donc d'énergie cinétique $2\hbar\omega$, peut très bien osciller entre une forme très condensée selon l'axe Ox_2 et très étendue selon les axes Ox_1 et Ox_3, et une forme opposée, très étendue selon l'axe Ox_2 et très condensée selon les axes Ox_1 et Ox_3. Cet effet est à nouveau clairement un aspect de la fameuse *non-localité de la physique quantique*, telle qu'on l'a décrite dans le cas des photons.

Remarquons pour terminer que ces hypothétiques quasi-particules «gravitons» sont très différentes des hypothétiques fluctuations gravitationnelles évanescentes analogues aux fluctuations quantiques du vide décrites dans la figure 14.4. En effet, dans le cas des fluctuations gravitationnelles évanescentes, l'énergie de la fluctuation est essentiellement une *énergie de distorsion élastique* associée au module K_0 du réseau cosmologique, oscillant entre une valeur positive et négative, et de valeur moyenne nulle, alors que l'énergie des hypothétiques quasi-particules «gravitons» est essentiellement *de nature cinétique* et possède une valeur constante et non nulle, ce qui assure leur stabilité à long terme. Et pour obtenir cette stabilité, la quasi-particule doit être composée de quatre fluctuations fortement corrélées et indissociables qui as-

surent la constance de l'énergie, de la même façon que les quasi-particules «photons» doivent être composées de deux fluctuations de rotation perpendiculaires et déphasées, leur donnant leur hélicité et assurant ainsi la constance de leur énergie. Il y a donc une analogie forte entre les quasi-particules «photons» et «gravitons», non seulement de par leur constitution assurant la constance de leur énergie, mais aussi de par leur *non-localité*, à savoir leur aptitude à s'étaler dans l'espace en conservant leur identité et leur énergie, propriété qui est l'apanage typique de la physique quantique.