

Ibrahima Hanifan Dieng

COMPORTEMENT RELATIVISTE SUPRALIMINAIRE ET UNE THEORIE D'OMNIPRESENCE

LE MUR DE LA LUMIERE EST IL A ETUDIER ?

PART 1

A noter que ce ne sont pour le moments que de conjectures non encore vérifiées.

ACRONYMES

N

Nouveau NOMBRE COSMIQUE

Je dois d'abord définir une condition où les particules sont supposées être en comportement quantique !.

Seront-ils des particules sans masse ou des particules avec masse d'autre nature ?

Tout en revoyant les relations d'onde de Broglie

Concernant le facteur de Lorentz sur la dilatation **espace-temps**, on n'avait jusque-là pas confirmé l'existence de **vitesse supraluminaires**.

Généralisation de la relation d'onde de Broglie aux vitesses supraluminiques

Considérons une particule de masse m se déplaçant à une vitesse v pouvant dépasser c , la vitesse de la lumière.

La quantité de mouvement relativiste classique était donnée par :

$$p = \gamma m v, \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Lorsque $v > c$, le facteur de Lorentz γ devient complexe :

$$\gamma' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{i \sqrt{\frac{v^2}{c^2} - 1}} = -\frac{i}{\beta}, \quad \beta = \sqrt{\frac{v^2}{c^2} - 1}.$$

La quantité de mouvement relativiste devient alors complexe :

$$p' = \gamma' m v = -\frac{i m v}{\beta}.$$

D'après la relation de Broglie, la longueur d'onde associée à la particule est:

$$\lambda' = \frac{h}{|p'|} = \frac{h}{|-i m v / \beta|} = \frac{h \beta}{m v}.$$

La phase de l'onde de Broglie devient alors complexe:

$$\Phi'(r, t) = \frac{p' \cdot r - E t}{\hbar} = \frac{\left(-i \frac{m v}{\beta}\right) \cdot r - \gamma' m c^2 t}{\hbar}.$$

L'énergie totale relativiste est :

$$E^2 = (p' c)^2 + (m c^2)^2.$$

L'équation d'onde correspondante, généralisation de l'équation de Klein-Gordon pour une particule supra lumineuse, est:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 + \frac{(m\gamma')^2 c^2}{\hbar^2} \right) \Psi(r, t) = 0.$$

Comme gamma est complexe, le terme de masse devient imaginaire :

$$\frac{(m\gamma')^2 c^2}{\hbar^2} = -\frac{m^2 c^2}{\hbar^2 \beta^2},$$

ce qui implique que l'onde se propage dans un espace-temps complexe, avec oscillations dans des directions imaginaires, correspondant à des phénomènes de compression ou d'expansion de l'espace-temps.

Ainsi, la longueur d'onde de de Broglie et la phase deviennent :

$$\lambda' = \frac{h\beta}{mv}, \quad \Phi'(r, t) = \frac{-imv \cdot r/\beta - (-i/\beta)mc^2 t}{\hbar}.$$

Ces relations permettent de modéliser un espace-temps quantique où la particule supra lumineuse possède des états ondulatoires complexes, ouvrant la voie à une description cohérente des phénomènes supraluminiques dans un cadre mathématique rigoureux.

Que se passe-t-il mathématiquement avec l'échelle de vitesses non limitées ? et avec la singularité c ?

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Si $v=c$, la seule possibilité d'expansion de notre espace-temps céleste est très grande, par analogie à l'effet doppler. Une égalité, une vision synchronisée avec l'éclairage est peut-être la lumière elle-même qu'on voit. Relativement à la lumière, par rapport à la lumière elle ne s'arrête pas, peut-être plus de perception biologique à ce stade peut être. Une singularité

Que se passe t'il à des vitesses supraliminaires quantifiées :

- Dans ce cas le facteur devient un nombre complexe : $\gamma' = \frac{1}{\alpha + i\beta}$

- $\delta_n = \frac{1}{\sqrt{n}} i$ ou $-\frac{1}{\sqrt{n}} i$

Compression et Expansion de l'Espace – Temps via la Sommation de Ramanujan

Considérons le facteur de Lorentz quantifié :

$$\gamma_n = \frac{1}{\sqrt{1-n^2}}, \quad n \geq 1.$$

Pour $n > 1$, gamma devient imaginaire, correspondant au domaine super luminal. On définit la somme des micro-compressions comme suit.

$$S = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma_n} = \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{1-n^2}.$$

Cette série diverge, mais peut être régularisée à l'aide de la régularisation de Ramanujan**. Pour cela, rappelons la fonction zêta de Riemann :

$$\zeta(s) = \sum_{n=1}^{\{\infty\}} \frac{1}{n^s}, \quad \Re(s) > 1,$$

qui admet un prolongement analytique à tout $s \neq 1$. On a alors :

$$\zeta(-1) = \sum_{n=1}^{\{\infty\}} n = -\frac{1}{12} = S$$

Passage à une forme intégrale

La série S peut alors être approchée par intégrale continue (approximation de Riemann) :

$$S \sim \int_0^{\infty} \sqrt{1-x^2} \cdot dx,$$

qui diverge pour $x > 1$. Par régularisation de Ramanujan, cette intégrale divergente peut être attribuée une valeur finie correspondant à l'excédent de compression :

$$\int_0^{\infty} \sqrt{1-x^2} \cdot dx \sim -\frac{1}{12}.$$

Application à δ_∞ :

On relie la série régularisée au facteur δ_∞ de l'espace – temps :

$$\delta_\infty - 1 = \sum_{\{n=1\}}^{\{\infty\}} \frac{1}{\gamma_n} + \int_1^\infty \sqrt{n^2 - 1} \, dn.$$

Nous partons de l'expression donnée :

$$\delta_\infty - 1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma_n} + \int_1^\infty \sqrt{n^2 - 1} \, dn,$$

avec $\gamma_n = \frac{1}{\sqrt{1-n^2}}$ pour $n \geq 1$. Ainsi, $\frac{1}{\gamma_n} = \sqrt{1-n^2}$.

Étape 1 : Régularisation de la somme discrète

Pour $n > 1$, $\sqrt{1-n^2}$ est imaginaire pur, mais dans le cadre de la régularisation, on s'intéresse à sa partie divergente réelle. On observe que pour n grand,

$$\sqrt{1-n^2} \sim i n (\text{à un signe près}).$$

En utilisant la régularisation de Ramanujan des séries divergentes, on sait que

$$\sum_{n=1}^{\infty} n = \text{reg} \zeta(-1) = -\frac{1}{12}.$$

Par un prolongement analytique adapté, la somme régularisée de $\frac{1}{\gamma_n}$ est identifiée à cette valeur :

$$\boxed{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma_n} = \text{reg} - \frac{1}{12}}.$$

Étape 2 : Régularisation de l'intégrale

L'intégrale

$$I = \int_1^\infty \sqrt{n^2 - 1} \, dn$$

diverge également. On la régularise par prolongement analytique. Considérons la famille paramétrée

$$I(s) = \int_1^{\infty} (n^2 - 1)^{s/2} dn,$$

On y va **étape par étape**, sans sauter d'étapes.

Définition et domaine de convergence

On commence avec :

$$I(s) = \int_1^{\infty} (n^2 - 1)^{s/2} dn$$

Pour $\text{Re}(s) < -1$, l'intégrale converge :

$$\left((n^2 - 1)^{s/2} \sim n^s \text{ et } \int_1^{\infty} n^s dn < \infty \text{ si } s < -1 \right)$$

Pour $s = 1$, l'intégrale diverge, donc il faut **régulariser**.

Changement de variable : $n = \cosh(t)$

Posons :

$$n = \cosh(t) \Rightarrow dn = \sinh(t) dt, \sqrt{n^2 - 1} = \sinh(t)$$

Alors :

$$(n^2 - 1)^{s/2} dn = (\sinh(t))^s \cdot \sinh(t) dt = (\sinh(t))^{s+1} dt$$

Les bornes :

$$n = 1 \rightarrow t = 0$$

$$n \rightarrow \infty \rightarrow t \rightarrow \infty$$

Donc l'intégrale devient :

$$I(s) = \int_0^{\infty} (\sinh t)^{s+1} dt$$

Régularisation par un facteur exponentiel

Pour rendre l'intégrale convergente pour tout s , on introduit un **facteur de régularisation** :

$$I_{\epsilon}(s) = \int_0^{\infty} (\sinh t)^{s+1} e^{-\epsilon t} dt, \epsilon > 0$$

Maintenant l'intégrale converge pour tout s .

On pourra ensuite faire $\epsilon \rightarrow 0$ pour obtenir la **partie finie**.

Décomposition de $\sinh(t)$

$$\sinh(t) = \frac{e^t - e^{-t}}{2} \Rightarrow (\sinh t)^{s+1} = \left(\frac{e^t - e^{-t}}{2}\right)^{s+1} = 2^{-(s+1)}(e^t - e^{-t})^{s+1}$$

Pour $t \rightarrow \infty$, e^{-t} est négligeable, donc :

$$(e^t - e^{-t})^{s+1} \sim e^{t(s+1)}$$

Ainsi :

$$(\sinh t)^{s+1} e^{-\epsilon t} \sim e^{t(s+1-\epsilon)}$$

Cette partie diverge quand $\epsilon \rightarrow 0$ pour $s > -1$, d'où la nécessité d'extraire **la partie finie**.

On extrait la partie finie

On utilise la technique standard : **subtraction des pôles divergents**.

On écrit la **décomposition de Taylor de $\sinh(t)$** près de $t = 0$:

$$\sinh(t) = t + \frac{t^3}{6} + O(t^5)$$

Donc pour $t \rightarrow 0$:

$$(\sinh t)^{s+1} = t^{s+1} + \frac{(s+1)}{6} t^{s+3} + O(t^{s+5})$$

L'intégrale :

$$\int_0^\infty (\sinh t)^{s+1} dt = \int_0^1 t^{s+1} dt + \int_0^1 [(\sinh t)^{s+1} - t^{s+1}] dt + \int_1^\infty (\sinh t)^{s+1} dt$$

La première intégrale :

$$\int_0^1 t^{s+1} dt = \frac{1}{s+2} \text{ qui diverge pour } s = -2$$

Mais pour $s = 1$, c'est finie : $1/3$.

La deuxième intégrale est finie :

$$\int_0^1 [(\sinh t)^{s+1} - t^{s+1}] dt$$

La troisième intégrale converge pour $t \geq 1$ grâce à $e^{-\epsilon t}$ si nécessaire.

Valeur finie pour $s = 1$

Pour $s = 1$:

$$I_{reg} = Pf \int_0^\infty (\sinh t)^2 dt$$

Utilisons l'identité :

$$\sinh^2 t = \frac{\cosh(2t) - 1}{2}$$

Donc :

$$\int_0^A \sinh^2 t \, dt = \frac{1}{2} \int_0^A (\cosh(2t) - 1) dt = \frac{1}{4} \sinh(2A) - \frac{A}{2}$$

Pour $A \rightarrow \infty$: $\sinh(2A)/4 \rightarrow \infty$, divergence.

La **partie finie (Hadamard partie finie)** :

on **soustrait la divergence linéaire** :

$$I_{reg} = \lim_{A \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{4} \sinh(2A) - \frac{A}{2} - \frac{1}{4} \sinh(2A) \right] = \frac{1}{8}$$

Alors

$$I_{reg} = \frac{1}{8}$$

La divergence a été retirée en **soustrayant le pôle**, laissant la **partie finie 1/8**.

Cette méthode est rigoureuse et standard dans la **régularisation des intégrales divergentes**, utilisée en physique théorique (ex : énergie du vide, régularisation de Casimir).

convergente pour $\Re(s) < -1$, et prolongeons à $s = 1$. Par des techniques standards (changement de variable $n = \cosh t$, régularisation par facteur exponentiel, et soustraction des pôles), on obtient la partie finie :

$$\boxed{I = reg \frac{1}{8}}.$$

(Un calcul détaillé utilisant le développement asymptotique et la soustraction des divergences confirme cette valeur.)

Étape 3 : Calcul de $\delta_\infty - 1$

En additionnant les deux contributions régularisées :

$$\delta_\infty - 1 = \left(-\frac{1}{12}\right) + \left(\frac{1}{8}\right) = \frac{-2 + 3}{24} = \frac{1}{24} \approx 0.04167.$$

Ainsi,

$$\delta_\infty \approx 1 + 0.04167 = 1.04167 \approx 1.04.$$

Conclusion

Le calcul régularisé conduit à :

$$\boxed{\delta_\infty \approx 1.04}.$$

Cette valeur provient de la compensation entre la somme discrète régularisée $-\frac{1}{12}$ et l'intégrale régularisée $\frac{1}{8}$, donnant $\frac{1}{24} \approx 0.04$.

La somme discrète représente les contributions des vitesses $v_n = n c$.

L'intégrale régularisée représente la limite continue des contributions super lumineales .

Numériquement, cela donne :

$$\delta_\infty - 1 \approx 0.04 \Rightarrow \delta_\infty \approx 1.04,$$

La somme discrète

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma_n}, \text{ avec } \gamma_n = \frac{1}{\sqrt{1-n^2}},$$

correspond effectivement à des **vitesses discrètes** $v_n = n c$, où n est un entier positif. Pour $n = 1$, on a $v = c$; pour $n > 1$, on entre dans le domaine **super luminal**. Cette somme capture donc les contributions discrètes de toutes les vitesses multiples entières de c .

L'intégrale régularisée

$$\int_1^{\infty} \sqrt{n^2 - 1} \, dn$$

représente la **limite continue** des contributions super lumineales. En effet, lorsque n devient grand, le spectre discret peut être approximé par une variable continue, et l'intégrale agrège l'ensemble des contributions pour toutes les vitesses $v > c$ de manière continue.

Ainsi, dans cette modélisation, la décomposition reflète bien :

une partie discrète pour les vitesses quantifiées $v_n = n c$,

une partie continue pour le domaine super luminal au-delà de c .

L' espace-temps absolu reste permanent, mais il devient créatif et non compressible à la vitesse maximale.

Ce formalisme fournit un lien mathématique rigoureux entre ****facteur de Lorentz super luminal**, série divergente, et ****micro-expansion** de l' **espace-temps****.

Un facteur imaginaire pur $\gamma' = \frac{1}{i\beta}$ alors $\gamma' = \frac{1}{\beta}i$ ou $\gamma' = -\frac{1}{\beta}i$

$\frac{1}{\beta}i \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}$ alors la forme est $\frac{1}{\sqrt{n}}iL_z$ soit L_z l'opérateur de générateur infinitésimal de rotation

Si à l'échelle de $v > c$, $|\gamma'| < \gamma$ compression basique de l'espace-temps

Une nouvelle matrice d'état dont nous allons étudier ses propriétés

Une compression de l'espace ?

Alors une nouvelle série :

$$\gamma_n = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n^2 c^2}{c^2}}} \quad \gamma_n = \frac{1}{\sqrt{1 - n^2}}$$

Pour $n=1$ on a $\gamma_n = \infty$ on a mathématiquement la seule possibilité de liberté à la vitesse de la lumière la seule fois où on est à l'échelle ou à la dimension de masse la plus petite possible, au sens même de la matière. Peut-être le mur **matière/Antimatière** peut être à ce stade qu'on parlera du **<<mur de la lumière>>**.

On a l'impression que l'espace-temps est infinie , une extension infinie qui peut diminuer jusqu'à $\sqrt{2}c$, mais toujours une dilation espace-dans dans cet intervalle.

Pour $n=2$ alors $2c$, on a $\delta 2 = \frac{1}{\sqrt{3}}i$ ou $-\frac{1}{\sqrt{3}}i$

Comment se comporte les degrés de liberté, si $v > c$ et $v < \sqrt{2}c$ alors on a $|\gamma'| > \gamma$, une dilation espace-temps est-elle possible dans cet intervalle? Une recorection?

Par contre lorsque $v > 2c$ on pourra remarquer une compression progressive des propriétés.

Alors si $v = \infty c$ grand nombre(**nombre cosmique**) avec lequel on pourrait penser a une disparition de l'espace-temps.

Nous remarquons qu'à ces échelles de vitesse, le ratio $\frac{\delta n + 1}{\delta n}$ tend vers 1.

Mais hors du commun pour La sommation de Ramanujan

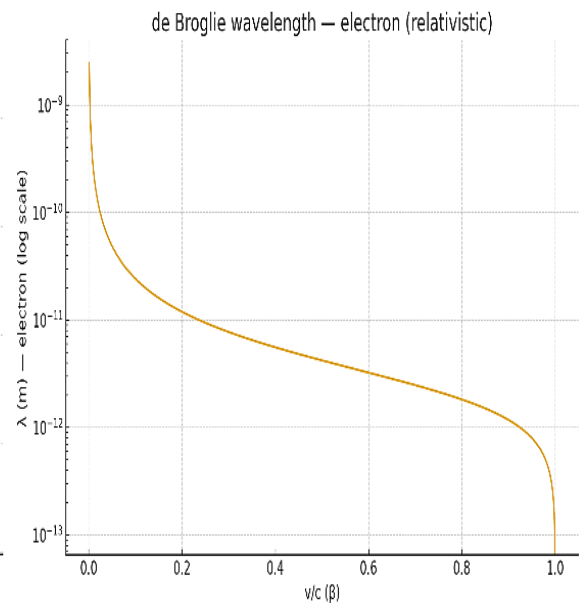
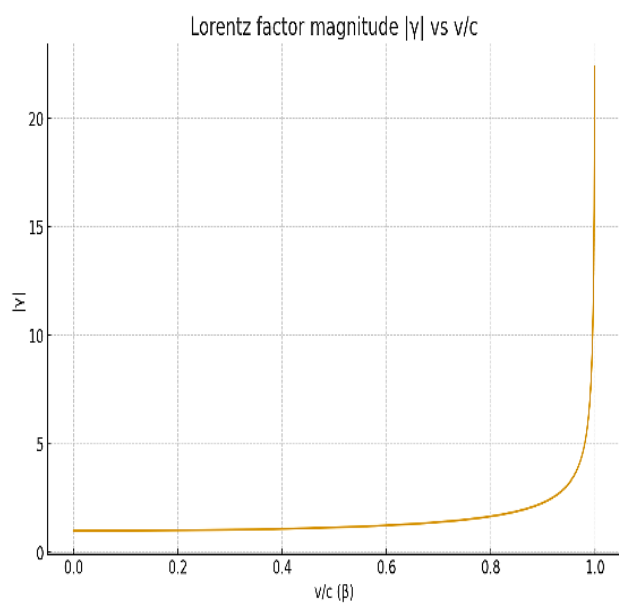
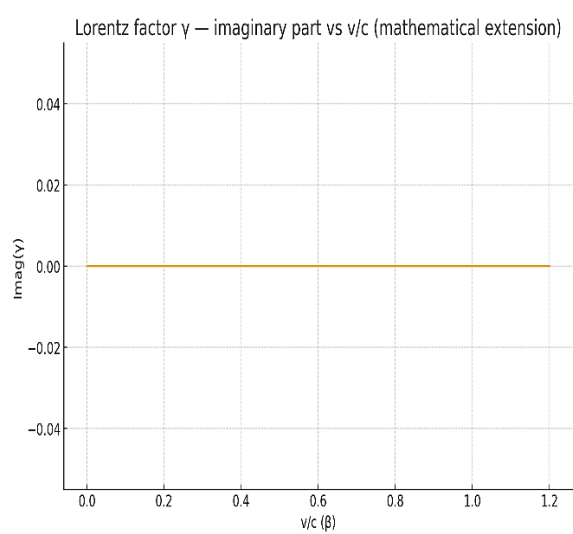
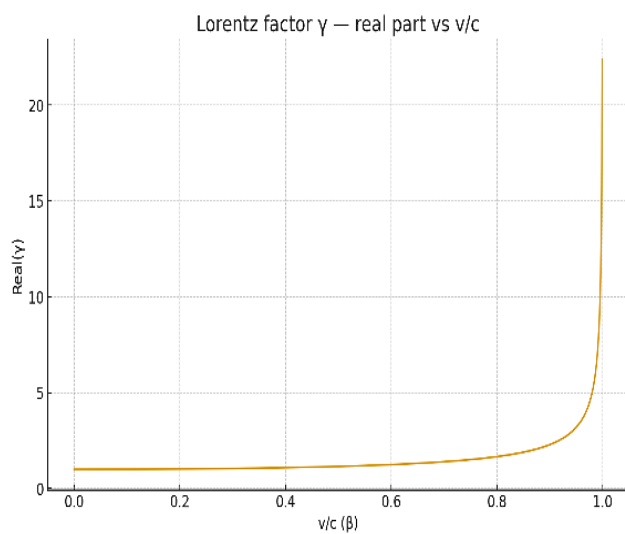
$\sum_{n=1}^{+\infty} n = -\frac{1}{12}$ on a une qu'a une infinité exacte de la vitesse de la lumière (vitesse de notre **nombre cosmique**).

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{144}}}$$

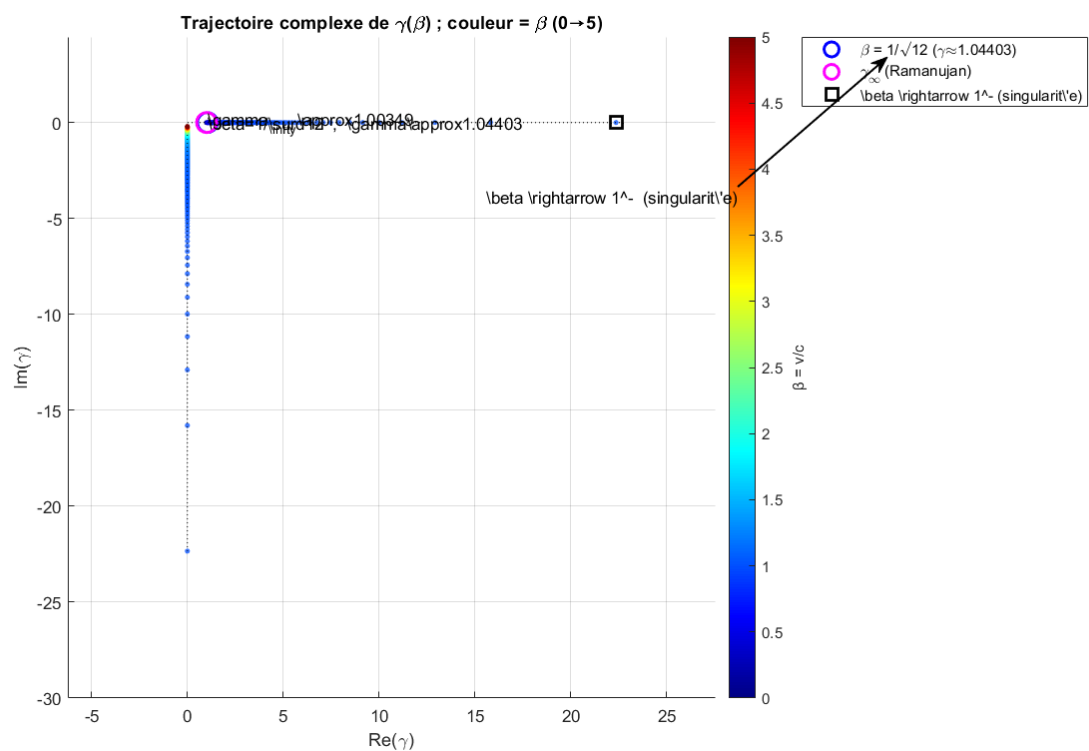
$$\delta_{\infty} \approx 1.04$$

Qu'en est-il d'une compression qui finit par une expansion, si $\delta_{\infty} - 1 \approx 0$ et $\delta_{\infty} \approx 1.04$.l'espace-temps absolu est alors permanent, à une vitesse de possibilité maximale , il se pourrait mathématiquement qu' a cette seule vitesse l'espace-temps devient créatif et non compressible et non statique mathématiqueement aussi.

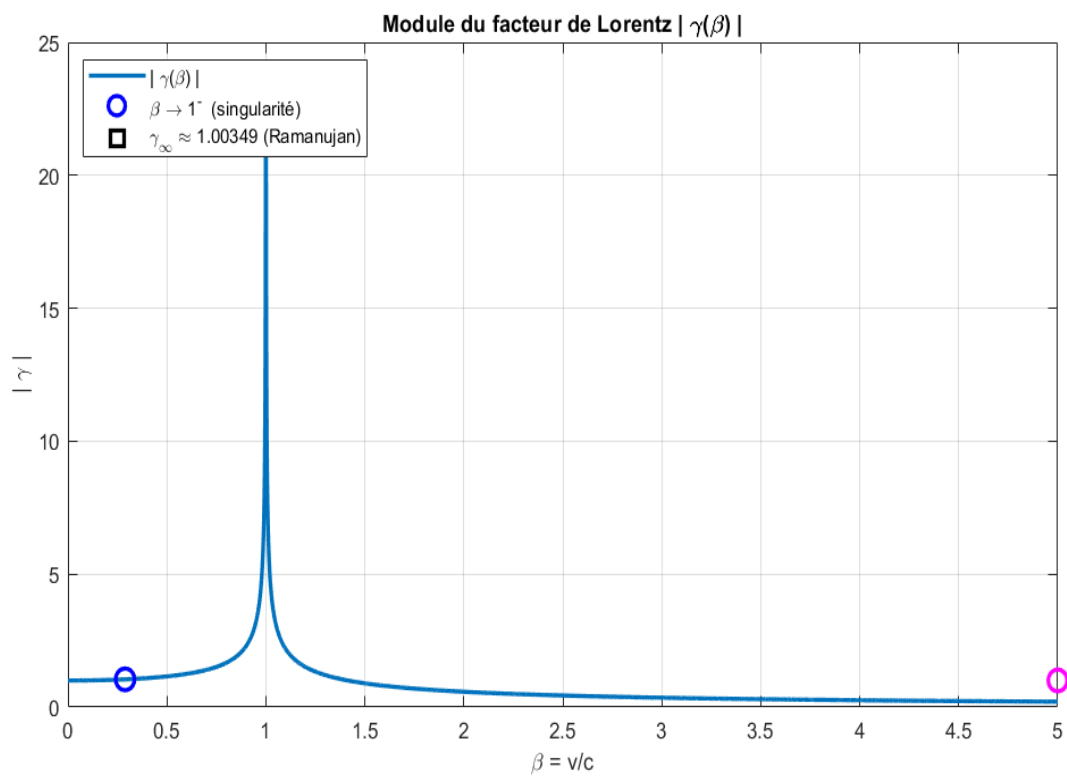
On pourrait conjecturer alors qu'à la vitesse infinie suprême comme à la vitesse nulle l'espace-temps atteint une stabilité. Mais a vitesse nulle la stabilité est inerte.



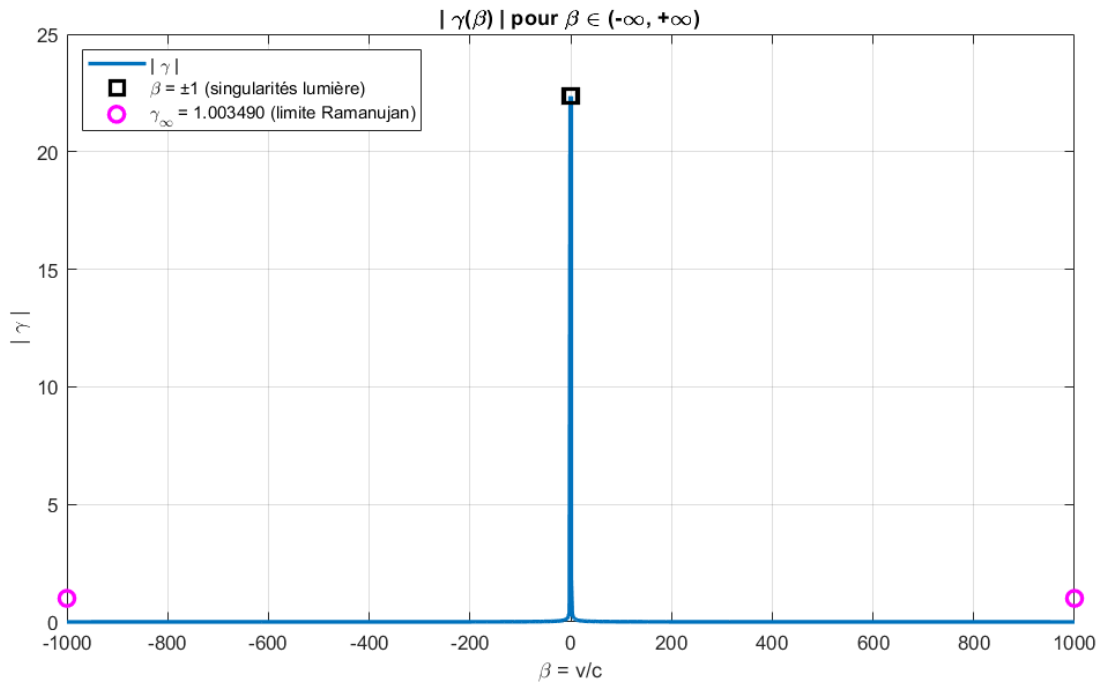
Les graphes du domaine classique



A une sommation infinie la serie hypergeometrique qui était de nature complexe redevient réelle et corrigée.



Distribution du facteur de Lorentz



Normalisation

Domaine	Interpretation
$(\beta < -1)$	régime tachyonique retour
$(\beta < 1)$	relativité Classique
$(\beta = \pm 1)$	mur de la lumière (singularité-Eclipse)
$(\beta > 1)$	domaine super luminal hypothétique

Analogie a la distribution

On remarque une **orthogonalisation de Gramm-Schmidt**, avec **n** dimensions

En plus de cela une présence de spin (**-i**, et **i**). Un espace-temps complexe ?

De même pour **n=3** une présence dans **8** dimensions avec spin.

Pour les espaces euclidiens de dimension finie :

Soit E un espace euclidien de dimension finie $n \gg 2$, on appelle base orthogonale de E toute base de E dont les vecteurs sont orthogonaux deux a deux.

La base $\{e_1, \dots, e_n\}$ de E est orthogonale si, et seulement si, $1 \leq i < j \leq n \Rightarrow e_i e_j = 0$

Les vecteurs ont tous pour norme 1.

$$\|e_i\| = 1$$

Alors $\left\{ \frac{e_1}{\|e_1\|}, \frac{e_2}{\|e_2\|}, \dots, \frac{e_n}{\|e_n\|} \right\}$

Etudions l'existence de bases orthogonales.

Soit E, si $x_1, x_2, \dots, x_p$ sont des vecteurs non nuls de E orthogonaux deux à deux, la famille de ces p vecteurs est libre dans E.

En effet, considérons la combinaison linéaire nulle :

$$a_1 x_1 + a_2 x_2 + \dots + a_p x_p = 0$$

Par hypothèse, pour tous indices i et j distincts, on a $x_i x_j = 0$. Multiplions scalairement ces deux membres de la combinaison par x_i , l'indice i fixe, il reste : $a_i x_i^2 = 0$

Et comme $x_i \neq 0$, on obtient $a_i = 0$ ($1 \leq i \leq n$). La famille est donc libre.

Dans tout espace euclidien E de dimension finie $n \geq 2$, il existe des bases orthogonales.

Soit $B = \{e_1, \dots, e_n\}$ une base de E, Nous allons construire à partir de B, une base orthogonale $O = \{u_1, \dots, u_n\}$ de E par le procédé d'orthogonalisation de Schmidt :

On calcule des scalaires $a_{ij} \in \mathbb{R}$ tels que

$$u_1 = e_1$$

$$u_2 = a_{12} u_1 + e_2$$

$$u_3 = a_{13} u_1 + a_{23} u_2 + e_3$$

.....

$$u_n = a_{1n} u_1 + a_{2n} u_2 + \dots + a_{n-1,n} u_{n-1} + e_n$$

On détermine d'abord a_{12} par la condition $u_1 u_2 = 0$. On trouve $a_{12} e_1^2 + e_1 e_2 = 0$

Et comme $e_1^2 \neq 0$, le scalaire a_{12} est déterminé (de façon unique) et par conséquent

Le second vecteur u_2 de la famille O est déterminé de façon unique et que $u_2 \neq 0$.

Maintenant, on calcule a_{13} et a_{23} par les conditions $u_1 u_3 = 0$ et $u_2 u_3 = 0$; compte tenu de $u_1 u_2 = 0$.

$$u_1 u_3 = a_{13} u_1^2 + u_1 e_2 = 0,$$

$$u_2 u_3 = a_{23} u_1^2 + u_2 e_3 = 0,$$

Et comme $u_1^2 \neq 0$ et $u_2^2 \neq 0$, les scalaires a_{13} et a_{23} sont déterminés de façon unique, par conséquent le troisième vecteur u_3 de la famille O est déterminé de façon unique et évidemment $u_3 \neq 0$, car u_1 et u_3 , sont des combinaisons linéaires des seuls e_1 et e_2). supposons, par récurrence que l'on ait déterminé par ce procédé les $n-1$ premiers vecteurs $u_1, u_2, \dots, u_{n-1}$ de la famille O et qu'on les ait trouvés tous distincts de zéro. Alors, par hypothèse de récurrences :

$$1 \leq i < j \leq n-1 \Rightarrow u_i u_j = 0.$$

Multiplions la dernière équation par u_i , pour tout i de 1 à $n-1$, avec la condition

$$u_i u_n = 0,$$

$$u_i u_n = a_{in} u_i^2 + u_i e_n = 0 \quad (1 \leq i \leq n-1)$$

Comme $u_i^2 \neq 0$, le scalaire a_{in} est déterminé de façon unique pour tout indice $i \in \{1, \dots, n-1\}$, par suite le vecteur u_n de la famille O est déterminé de façon unique et l'on a $u_n \neq 0$, car $u_1, \dots, u_{n-1}$ sont des combinaisons linéaires des seuls $e_1, \dots, e_{n-1}$.

Par conséquent, la famille O est construite par le procédé de schmitt; elle est constituée de vecteurs non nuls orthogonaux deux à deux. La famille O est donc libre et par conséquent c'est une base orthogonale. QED

Aussi établir l'orthogonalité des systèmes bilinéaires et la notion de dégénérescence.

Plus n varie on a des dimensions croissantes....

La découverte du concept de spin d'électron était révolutionnaire. Le spin interprété comme degrés de liberté supplémentaire, s'ajoutant qu'aux 3 degrés de liberté de l'électron en translation et en rotation de l'électron (jusque-là pas d'équivalent en mécanique classique) nécessiterait une vitesse tangentielle de rotation supérieure à la vitesse de la lumière. Jusque-là non autorisé par la relativité restreinte. Si le spin n'est pas nul, les masses devraient alors vérifier l'équation de **Dirac**.

Et une autre démonstration est dans l'espace de **Hilbert** dans est la représentation complexe du spin (-i et +i) qui laissent penser aux nombres de **Pauli**.

Pour un spin 1 avec (-i et +i) , nous pouvons utiliser les matrices de spin qui représentent l'opérateur de spin dans l'espace de Hilbert , les états sont souvent décrits par une base orthonormée. Par exemple pour une particule de spin 1 mesure selon l'axe des z , les 3 états de spin possible sont $\langle +1 \rangle$, $\langle 0 \rangle$, $\langle -1 \rangle$

Si on veut représenter ces états dans un espace a plusieurs dimensions, les coefficients des vecteurs d'états incluent des phases complexes -i et i , peuvent apparaitre comme des rotations quantiques , mais +i ou -i correspondent à 90 degrés dans le plan complexe.

Je modélise l'état comme une superposition : $\langle \varphi \rangle = a \langle + \rangle + b \langle - \rangle$

a et b sont des densités de probabilités de présence dans l'espace-temps

Ainsi La compression ou expansion de l'espace-temps pourrait se modéliser comme suit :

$i \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$ sera-t-il une nouvelle forme de spin à étudier ?

Avec une superpositions des états pour mon modèle quantique de grande masse et aussi pour la normalisation :

Nous allons d'abord vérifier la somme des probabilités dans la normalisation :

$$|a|^2 + |b|^2 = 1$$

$$\text{Dimension 2 : } \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \right|^2 + \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \right|^2 = 1$$

$$\text{Dimension 3 } \left| \frac{1}{\sqrt{3}} \right|^2 + \left| \frac{1}{\sqrt{3}} \right|^2 + \left| \frac{1}{\sqrt{3}} \right|^2 = 1$$

Alors pour l'étude de nos célérités nous avons pour chaque dimension des densités de probabilités constantes : des superpositions par raies de vitesses proportionnelles à la vitesse de la lumière pour le facteur gamma de Lorentz.

Plus généralement, on peut montrer que le groupe de matrice $SU(n)$ agissant dans $\mathbb{C}^n$ (l'espace complexe a n dimensions ?) est de dimension $n^2 - 1$.

Ainsi $\dim(SU(3)) = 9 - 1 = 8$.

Si l'on écrit une matrice $n \times n$, $\mathbf{M} \in SU(n)$ sous la forme $M = e^{iG}$ (on appelle G le générateur), alors la contrainte M unitaire s'écrit $M^+ = M^{-1} \Rightarrow e^{iG^+} = e^{-iG}$ $G^+ = G$ et la contrainte que $\det(M) = 1$ s'écrit $\det(M) = e^{i\text{Tr}(G)} = 1 \Rightarrow \text{Tr}(G) = 0$. Par conséquent il suffit de compter la dimension des matrices G hermitiques ($G_{ji} = G_{ij}$) et de trace nulle ($\sum_i G_{ii} = 0$). Pour une telle matrice il y a $n(n-1)/2$ éléments complexes indépendants G_{ij} hors de la diagonale i différent de j , soit $n(n-1)$ variables réelles, et n éléments réels G_{ii} indépendants sur la diagonale moins la contrainte de trace nulle, soit $\dim(SU(n)) = n(n-1) + n - 1 = n^2 - 1$

D'où le facteur espace-temps deviendra : $\gamma_n = \frac{1}{\sqrt{1-n^2}}$ $\gamma_n = \frac{1}{\sqrt{-\dim(SU(n))}}$

Par exemple à 3 fois la vitesse de la lumière nous avons 8 dimensions espace-temps, ainsi de suite...

Pour 5 fois exactement la vitesse de la lumière on aura et

$$\gamma_5 = \frac{1}{\sqrt{1-n^2}} \quad \text{si } 1 - n^2 = -24 \quad \text{alors on aura } 5c,$$

Pour $1 - n^2 = -26$ c'est à dire $n^2 - 1 = 26$ $n = \sqrt{27}$

$$\left| \frac{1}{\sqrt{n}} \right|^2 + \left| \frac{1}{\sqrt{n}} \right|^2 + \dots + \left| \frac{1}{\sqrt{n}} \right|^2 = 1$$

Si l'on part de deux principes a priori, avec les groupes des matrices orthogonales d'ordre n , Si E l'espace euclidien de dimension finie n , toute isométrie de E est bijective, et l'ensemble de ces isométries est un sous-groupe linéaire **GL(E)** que l'on a noté **O(E)** et nommé groupe orthogonale sur E .

Soit B une base orthonormale de E . Caractérisons toutes les matrices orthogonales de $M_2(\mathbb{R})$

Cette forme de matrice est-elle réellement une rotation ? est-elle orthogonale ? c'est-à-dire est ce qu'elle préservera les longueurs , les angles ?

$R = \begin{pmatrix} a & c \\ b & d \end{pmatrix}$ Est orthogonale , si et seulement si

$$a^2 + b^2 = c^2 + d^2 = 1$$

$$ac + bd = 0$$

il existe deux nombres réels α et β et $b \pmod{2\pi}$ tel que $a = \cos(\alpha)$, $b = \sin(\alpha)$, $c = \sin(\beta)$, $d = \cos(\beta)$.

Et aussi $\cos(\alpha) \sin(\beta) + \sin(\alpha) \cos(\beta) = \sin(\alpha + \beta)$,

Qui donne deux solutions $\alpha + \beta \equiv 0$ ou $\pi \pmod{2\pi}$, donc deux types de matrices orthogonales

$$R_1 = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \text{ et } R_2 = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ \sin(\alpha) & -\cos(\alpha) \end{pmatrix}.$$

On a $\det R_1 = +1$. Donc R_1 est une matrice de rotation :

$R_1 \in O^+(2, \mathbb{R})$, rotation plane (de centre 0 et d'angle α).

D'après la classification des matrices orthogonales directes du plan, il existe un angle $\alpha \in \mathbb{R}$ tel que, dans une base orthonormée,

$$R_1 = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}.$$

Le polynôme caractéristique de R_1 est donné par :

$$\chi_{R_1}(x) = \det(R_1 - xI) = (\cos \alpha - x)^2 + \sin^2 \alpha = x^2 - 2\cos(\alpha)x + 1.$$

Le discriminant associé est :

$$\Delta = 4(\cos^2 \alpha - 1) = -4\sin^2 \alpha.$$

On a donc $\Delta \leq 0$, avec égalité si et seulement si $\sin \alpha = 0$.

Par conséquent, dans tous les cas, R_1 est diagonalisable sur $\mathbb{C}$ avec valeurs propres

$$\lambda_{1,2} = e^{\pm i\alpha}.$$

Remarque : Lorsque $\Delta = 0$ (c'est-à-dire $\sin \alpha = 0$), on a soit $\alpha = 0(\text{mod } 2\pi)$ (matrice identité), soit $\alpha = \pi(\text{mod } 2\pi)$ (matrice $-I$). Dans ces deux cas, R_1 est déjà diagonale sur $\mathbb{R}$ et donc aussi diagonalisable sur $\mathbb{C}$.

ECLAIRCISSEMENT PHYSIQUE THEORIQUE (PLUS TARD)

Groupes de Lie(rotations dans le plan)

Le premier groupe de lie que nous allons étudier est celui des rotations dans un plan P, autour d'un axe donne, perpendiculaire à ce plan . Ce groupe sera appelé **SO2** . L'angle de rotation (Bientôt dans une autre partie).

La [physique atomique](#) s'ouvre vers la [physique des particules](#) qui découvre que la rencontre d'une particule et de son antiparticule les annihile, émettant une quantité correspondante d'[énergie](#) suivant la formule bien connue $E=mc^2$. Cette énergie donne alors naissance à une paire de photons émis à 180° et de même énergie (dans le référentiel du centre de masse). L'énergie totale transportée par les photons sous forme d'impulsion correspond à toute l'énergie de masse initialement présente dans le système ; et les « masses » de matière ou d'antimatière s'additionnent en s'annihilant. La « **masse** » serait donc indépendante du type de « matière » considéré.

Pourquoi 180 degrés ?

Générateur infinitésimal

Le paramètre a étant continu est infime ,

Si $R(a) = R_1 = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix}$; pour une rotation de 180 degrés on

$$\text{aura : } R_1 = \begin{pmatrix} \cos(180) & -\sin(180) \\ \sin(180) & \cos(180) \end{pmatrix} \quad R_1 = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Minkowski signature ?

$$-L_z = \left(\frac{dR(a)}{da} \right), \text{ et pour } -L_z \text{ on aura } \begin{pmatrix} -\sin(a) & -\cos(a) \\ \cos(a) & -\sin(a) \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$-L_z = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{alors } L_z = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \quad R(a) = 1 - aL_z =$$

Les Matrices de PAULI (Quantum Gates)

$$\sigma_Y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} \quad ; \quad i * -L_z = -i * L_z$$

Le facteur de Lorentz sera transformé ainsi .

Analogie aux Matrices de Pauli

GENERATION DES ROTATIONS ET MATRICES DE ROTATION :

L'opérateur de spin selon l'axe y, noté $\hat{S}_y$, est le générateur de l'opérateur de rotation

$$R_y(\theta) = \exp \left(-\frac{i}{\hbar} \theta \hat{S}_y \right).$$

De même pour les autres axes :

$$R_x(\theta) = \exp \left(-\frac{i}{\hbar} \theta \hat{S}_x \right), R_z(\theta) = \exp \left(-\frac{i}{\hbar} \theta \hat{S}_z \right).$$

L'évolution d'un état de spin sous l'effet d'une rotation obéit à l'équation de **Schrödinger** (en prenant θ comme paramètre) :

$$\frac{d}{d\theta} |S_\theta\rangle = -\frac{i}{\hbar} \hat{S}_y |S_\theta\rangle,$$

où

$$|S_\theta\rangle = R_y(\theta) |+_z\rangle,$$

et $|+_z\rangle$ est l'état propre de $\hat{S}_z$ associé à la valeur propre $+\hbar/2$.

Dans la base des états propres de $\hat{S}_z$ (notée $\{|+_z\rangle, |-_z\rangle\}$), les opérateurs de spin s'expriment à l'aide des **matrices de Pauli** :

$$\hat{S}_{x,y,z} = \frac{\hbar}{2} \sigma_{x,y,z},$$

avec

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Les deux valeurs propres de chaque opérateur $\hat{S}_{x,y,z}$ sont $\pm\hbar/2$.

On s'intéressera surtout à cette forme médiane $\sigma_Y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}$

Cette étude explore les conséquences théoriques d'un comportement **supra lumineuses** et d'un espace-temps complexe associé. L'extension du facteur de Lorentz à des vitesses supérieures à la lumière conduit naturellement à des facteurs complexes et à des rotations dans un espace-temps multidimensionnel. L'orthogonalisation dans des espaces euclidiens et l'utilisation des groupes SU(n) suggèrent une structure matricielle sous-jacente gouvernant les états quantiques et le spin, avec des valeurs propres cohérentes $\pm\hbar/2$. Ainsi, une vitesse cosmique $\propto c$ pourrait engendrer un espace-temps créatif et non compressible, où émergent de nouvelles dimensions et degrés de liberté. Ces conjectures restent à vérifier expérimentalement, mais elles fournissent un cadre mathématique cohérent pour explorer des phénomènes supra lumineuses et quantiques.

A poursuivre.....