

Le principe de relativité revisité Edition II

Auteur :

Simon FOSSAT

*Le principe de relativité revisité
selon les idées
de
Hendrik Lorentz (1853-1928)*

21 septembre 2021

Déclaration de parenté

Je, soussigné Simon FOSSAT, déclare que cette publication de recherche "Le principe de relativité revisité - Edition II" est le fait de mon propre travail.

A propos de l'auteur :

Simon FOSSAT

Ingénieur Electronicien à la Direction Générale de l'Aviation Civile (DGAC)

Email : simon.fossat@gmail.com

Abstract

This second edition of *A new approach to relativity* aims at interpreting over the physics concept of relativity. It sets on giving an alternative meaning to the one that has been commonly understood since the works of Einstein (1879-1955) on special relativity.

At the crux of our thinking; we will challenge one of the central tenets of special relativity, the one which consists in positing invariance in speed of light in every Galilean reference frame and its consequence of the relativity of time and space.

To reach our conclusion, we shall look at the difference between the set of mobile reference frames and those resting reference frames in an absolute space. This absolute space is not a geometrical locus but rather a physical environment to which one can apply geometry's rules. We shall call this space the Wave middleware. Speed of light would be an intrinsic property of the Wave middleware.

The observations one can make in those mobile referential frames would thus be relative, as opposed to the absolute nature of the observed phenomena.

The privileged position of the still observer in a Wave middleware being by definition not achievable, we will assume it a priori. We will see that this seemingly gratuitous, even out of date assumption will enable us to come up with a renewed principle of special relativity that will give us a new way of describing physical phenomena.

I wish to stress now that this article stems from the reinterpretation and summary of some of the works of Gabriel Lafréniere (1942-2012) ¹

As a tribute to Hendrik Lorentz (1853-1928) and his works upon which I build mine, I will name mobile reference frames "Lorentz reference frames".

Note : An english version "A new approach to relativity - Edition II" is also available.

1. <http://web.archive.org/web/20110901222346/http://glafreniere.com:80/matter.htm>

Introduction

Cette seconde édition du Principe de relativité revisité a pour but de réinterpréter le principe de relativité en physique. Il s'agit d'un sens alternatif à celui communément accepté depuis la théorie de la relativité restreinte basée sur les travaux d'Albert Einstein (1879-1955)

Au cœur de notre réflexion, nous questionnerons un des postulats central de la relativité restreinte, consistant à admettre l'invariance de la vitesse de la lumière dans tous les référentiels galiléens ainsi que sa conséquence : la relativité de l'espace et du temps.

Pour ce faire, nous distinguerons l'ensemble des référentiels mobiles du groupe des référentiels au repos dans un espace absolu ne se réduisant pas à un lieu géométrique, mais s'apparentant plutôt à un milieu physique auquel on peut appliquer les règles de la géométrie. Nous appellerons cet espace le milieu d'onde. Ainsi, la vitesse de la lumière serait une constante de propagation et une propriété intrinsèque du milieu d'onde.

Les observations qu'il est possible de mener dans l'ensemble des référentiels mobiles seraient relatives, par opposition au caractère absolu des phénomènes observés.

La position privilégiée d'observateur au repos dans le milieu d'onde étant par définition inaccessible, nous la supposons a priori. Nous verrons que cette hypothèse, qui peut sembler gratuite voire anachronique, permet de formuler un principe de relativité revisité offrant une nouvelle explication des phénomènes physiques en comparaison de la théorie de la relativité restreinte actuelle.

Je souhaite dès à présent souligner que ce document est le résultat d'une relecture et d'une synthèse d'une partie des travaux du chercheur indépendant Gabriel Lafrénière (1942-2012) ²

En hommage à Hendrik Lorentz (1853-1928) et à ses travaux sur lesquels je me base, je nommerai les référentiels mobiles « référentiels de Lorentz ».

2. Gabriel Lafrénière - op. cit.

Remerciements

- A Paul Meier ³ , dont les travaux épistémologiques ont suscité mon envie de revisiter l'histoire des idées dans les sciences.

- Un remerciement aux administrateurs du portail General Science Journal ⁴ , et à l'accueil enthousiaste de Thierry De Mees en particulier.

3. <http://sys.theme.free.fr/>

4. <http://www.gsjournal.net/>

Table des matières

Abstract	v
Remerciements	ix
1 Contexte	1
1.1 Un peu d'histoire	1
1.2 Présentation simplifiée du montage interférométrique de Michelson et Morley	2
2 Les équations de Lorentz	5
2.1 Présentation	5
2.2 Changement de variable	5
2.3 Représentation trigonométrique	6
2.4 Forme invariante	6
2.5 Signification des variables	6
3 Application aux systèmes mécaniques	7
3.1 Référentiel de Lorentz	7
3.2 Contraction des longueurs	8
3.3 Ralentissement des horloges et décalage horaire	10
3.4 Relativité des observations	11
3.5 Vitesses	13
4 Changement de référentiel de Lorentz	15
4.1 Longueurs relatives	15
4.2 Etude différentielle avec deux référentiels mobiles	17
4.3 Vitesses relatives	18
4.4 Expression trigonométrique	19
4.5 Forme invariante : carré des longueurs et des durées	20
5 Récapitulatif	21
5.1 Expressions régulières	21
5.2 Expressions trigonométriques	22
5.3 Valeur limite des vitesses et des vitesses relatives	22
6 Étude de l'interféromètre selon les équations de Lorentz	25
6.1 Le bras transversal est au repos	26
6.2 Le bras transversal est en mouvement	27
6.3 Conclusion pour l'étude transversale	29
6.4 Le bras longitudinal est au repos	30
6.5 Le bras longitudinal est en mouvement	31
6.6 Conclusion pour l'étude longitudinale	32

7	La synchronisation des horloges	35
7.1	Système au repos	36
7.2	Système en mouvement	37
7.3	Horloge en mouvement du point de vue des horloges au repos	39
7.4	Horloge au repos du point de vue des horloges en mouvement	40
7.5	Conclusion	41
8	Discussion autour des paradoxes de la relativité restreinte	43
8.1	Le paradoxe du miroir	43
8.2	Le paradoxe des jumeaux	43
9	Etude classique de l'effet Doppler	45
9.1	Rappels sur l'effet Doppler standard	45
9.1.1	L'émetteur et le récepteur sont au repos	46
9.1.2	L'émetteur est en mouvement de rapprochement (d'éloignement), le récepteur au repos	47
9.1.3	L'émetteur est en mouvement, le récepteur en mouvement associé sur l'axe transversal	48
9.1.4	L'émetteur est au repos, le récepteur en mouvement d'éloignement	49
9.1.5	L'émetteur est au repos, le récepteur en mouvement de rapprochement	50
9.1.6	L'émetteur et le récepteur sont de mouvements différents, le récepteur est sur l'axe du mouvement	51
9.1.7	L'émetteur est en mouvement, le récepteur en mouvement associé sur l'axe longitudinal	52
9.2	L'effet Doppler relativiste	52
9.2.1	Cas de l'émetteur en mouvement et du récepteur au repos	53
9.2.2	Cas de l'émetteur au repos et du récepteur en mouvement	55
9.2.3	Interprétation physique de l'effet Doppler relativiste	56
9.2.4	Discussion	56
10	Etude numérique de l'effet Doppler relativiste	59
10.1	Référentiel	59
10.2	Onde concentrique divergente	60
10.3	Onde concentrique convergente	60
10.4	Onde concentrique stationnaire	61
10.5	L'onde de Lafrénière : un modèle pour l'électron	62
10.5.1	Amplitude	62
10.5.2	Longueur de l'onde	63
10.5.3	Période d'onde et fréquence	63
10.5.4	Vitesse de groupe	63
10.5.5	Onde de phase	64
11	Retour sur l'interféromètre de Michelson et Morley	65
11.1	Le bras transversal est au repos	65
11.1.1	Représentation schématique	65
11.1.2	Représentation numérique	66
11.2	Le bras transversal est en mouvement	67
11.2.1	Représentation schématique	67
11.2.2	Représentation numérique	68

11.3 Le bras longitudinal est au repos	69
11.3.1 Représentation schématique	69
11.3.2 Représentation numérique	70
11.4 Le bras longitudinal est en mouvement	71
11.4.1 Représentation schématique	71
11.4.2 Représentation numérique	72
11.5 Conclusion	72
12 Structure de la matière	75
12.1 Hypothèse sur la structure de la matière	75
12.2 Réseau d'atomes au repos	75
12.3 Réseau d'atomes en mouvement	76
12.4 Conséquences sur les dimensions de la matière	76
13 Conclusion	77
A Mécanique Doppler	79
A.1 Notion de masse active et de masse réactive	79
A.1.1 Bilan énergétique pour l'objet au repos	80
A.1.2 Bilan énergétique pour l'objet en mouvement	81
A.1.3 Application au choc élastique	82
Représentation classique	82
Représentation selon les ondes de matière	84
A.2 Discussion	84
A.3 L'énergie cinétique	85
B Effet Doppler relativiste : émetteur et récepteur en mouvement	89
C Références - Bibliographie	91
D A propos	93

Chapitre 1

Contexte

1.1 Un peu d'histoire

Depuis Newton et jusqu'à la théorie de la relativité d'Albert Einstein, les scientifiques postulaient l'existence d'un milieu de propagation des ondes : l'éther. Celui-ci devait être doté de propriétés physiques rendant cette propagation possible, comme une onde acoustique a besoin de l'atmosphère pour se propager, par exemple.

Les travaux de Michelson et Morley visant à montrer l'existence de l'éther par ses effets escomptés sur la propagation des ondes lumineuses échouèrent. Un consensus s'établit quant à l'inexistence de l'éther en même temps qu'Albert Einstein apportait une explication aux résultats de ces expériences sans avoir recours à l'éther. Le pouvoir explicatif des travaux d'Albert Einstein conduisirent au consensus actuel postulant l'inexistence de l'éther, bien que rien ne fut définitivement confirmé ou infirmé en la matière ⁵.

Hendrik Lorentz, contemporain d'Albert Einstein, développait une autre intuition en supposant que l'interféromètre subissait les mêmes effets que la lumière dont il était supposé mesurer la vitesse et le mouvement ⁶. Il dut par la suite abandonner cette hypothèse, faute de preuve pour confirmer son hypothèse.

Cette hypothèse a néanmoins repris de la vigueur depuis les travaux sur la mécanique ondulatoire de Louis De Broglie (1892-1987) ⁷, laissant entrevoir l'hypothèse d'une structure ondulatoire de la matière. Si la matière est faite d'ondes, on pourrait en effet imaginer avec Lorentz que celle-ci puisse être influencée de la même manière que les ondes.

5. L'éther et la théorie de la relativité (1920)

6. The Michelson-Morley Experiment and the Dimensions of Moving Bodies (1921)

7. Recherches Sur La Théorie Des Quanta (1925)

1.2 Présentation simplifiée du montage interférométrique de Michelson et Morley

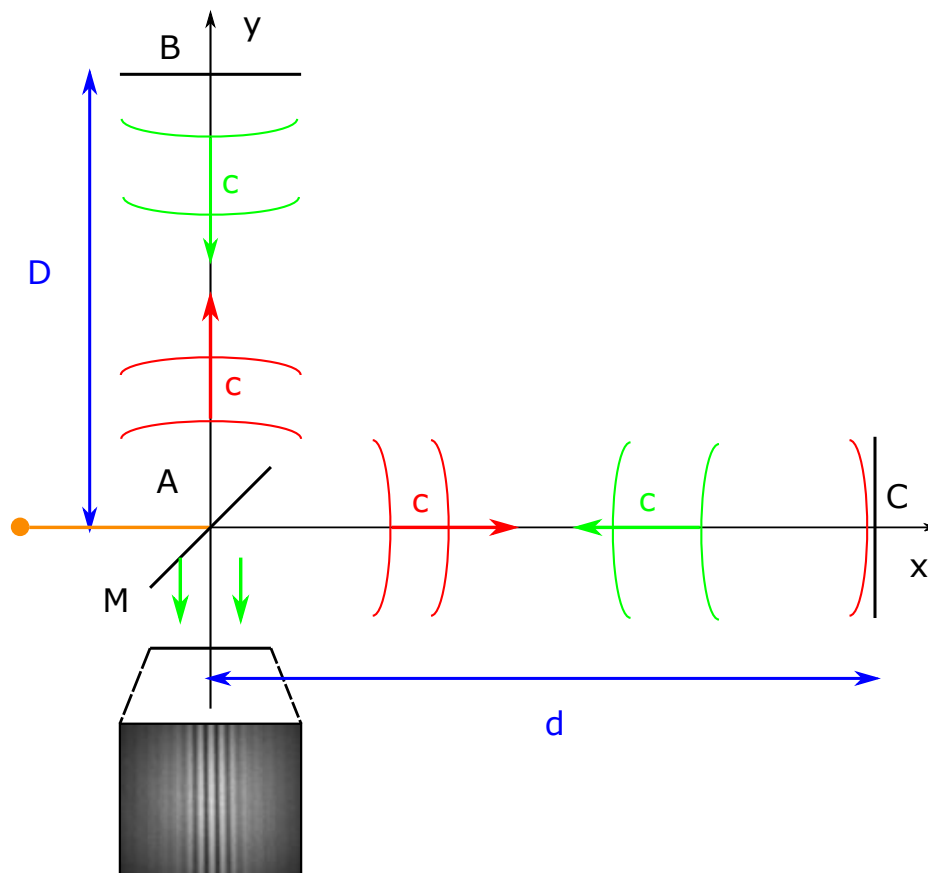


Figure 1.1 :
Schéma simplifié du montage de Michelson et Morley

Le montage interférométrique présente deux bras schématiquement représentés par [AB] et [AC]. Un miroir semi-réfléchissant divise une source lumineuse primaire en deux faisceaux de même fréquence et parfaitement en phase. A l'issue de leurs trajets allers et retours respectifs, ils reviennent sur le miroir semi-réfléchissant qui dirige les deux faisceaux vers une plaque où leur figure d'interférence est constatée.

Le principe du dispositif consiste à régler le montage finement jusqu'à obtenir une figure d'interférence classique de deux faisceaux parfaitement en phase. Ensuite, il s'agit de relever la figure d'interférence dans la durée en maintenant le système en position ou en le faisant pivoter, de manière à altérer la figure d'interférence initialement obtenue à la faveur de la vitesse de la Terre qui est en mouvement, et donc du montage qui lui est mécaniquement lié. L'altération de cette figure d'interférence devait s'illustrer par une modification des différences de phase des signaux aboutissant à la plaque. Cela aurait permis de mettre en évidence l'influence du milieu d'onde sur leur propagation.

L'expérience de Michelson et Morley a toujours échoué à faire varier la figure d'interférence initialement obtenue. La première conclusion tirée de cette expérience fut qu'il n'y a pas de vent d'éther pour influencer la propagation des ondes, dont la vitesse est identique dans toutes les directions. Notons néanmoins pour la suite que,

1.2. Présentation simplifiée du montage interférométrique de Michelson et Morley³

ne pas avoir prouvé l'existence d'un éther ou milieu d'onde n'est pas synonyme d'avoir prouvé son inexistence.

Néanmoins, les prolongements de ces observations permirent d'établir le corpus théorique actuel de la relativité restreinte, postulant l'invariance de la vitesse de la lumière dans tous les référentiels galiléens tout en faisant l'économie de l'hypothèse de l'éther.

Chapitre 2

Les équations de Lorentz

2.1 Présentation

Nous allons désormais présenter les équations de transformations de Lorentz sous une forme alternative de leur expression historique⁸, en tâchant d'attribuer aux variables d'espace et de temps le sens physique que Hendrik Lorentz leur donnait. Nous montrerons en quoi la compréhension de ces équations peut différer des interprétations d'Albert Einstein qui a utilisé les équations de Lorentz pour fonder la mécanique relativiste, mais en attribuant un sens différent aux variables qu'elles associent.

L'expression alternative des équations de Lorentz que nous utiliserons est la suivante :

$$\begin{aligned}x' &= g.x + \beta.ct \\ ct' &= g.ct - \beta.x \\ y' &= y \\ z' &= z\end{aligned}$$

Avec :

$$\beta = \frac{v}{c}$$

β : Vitesse de l'objet normalisée selon c

$$g = \sqrt{1 - \beta^2}$$

g : Facteur de Lorentz

2.2 Changement de variable

On pose : $ct = \tau$ ainsi que $ct' = \tau'$

D'où on obtient :

$$\begin{aligned}x' &= g.x + \beta.\tau \\ \tau' &= g.\tau - \beta.x\end{aligned}$$

8. Hendrik Lorentz - Electromagnetic Phenomena in a System Moving with Any Velocity Smaller than that of Light (1904)

2.3 Représentation trigonométrique

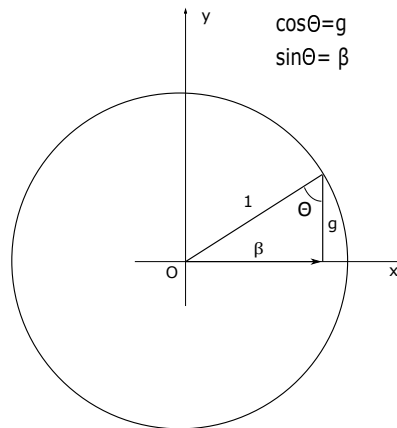


Figure 1.2 : Cercle trigonométrique
 $g^2 + \beta^2 = 1$

Pour la suite de notre présentation, on pose :

$$\cos(\theta) = g$$

$$\sin(\theta) = \beta$$

2.4 Forme invariante

Considérons les équations de Lorentz et choisissons d'élever au carré les termes :

$$x' = g.x + \beta.\tau$$

$$\tau' = g.\tau - \beta.x$$

$$x'^2 = (g.x + \beta.\tau)^2$$

$$\tau'^2 = (g.\tau - \beta.x)^2$$

$$x'^2 = g^2.x^2 + \beta^2.\tau^2 + 2.\beta.g.x.\tau$$

$$\tau'^2 = g^2.\tau^2 + \beta^2.x^2 - 2.\beta.g.x.\tau$$

$$x'^2 + \tau'^2 = (1 - \beta^2 + \beta^2).x^2 + 2.\beta.g.x.\tau + (1 - \beta^2 + \beta^2).\tau^2 - 2.\beta.g.x.\tau$$

$$x'^2 + \tau'^2 = x^2 + \tau^2$$

2.5 Signification des variables

Les équations de Lorentz s'appliquent aux systèmes mécaniques comme aux systèmes ondulatoires, elles conservent leur forme mais, dans chacun des cas, le sens physique des termes de l'équation est différent.

Chapitre 3

Application aux systèmes mécaniques

3.1 Référentiel de Lorentz

Selon ces équations, la variable x correspond à la coordonnée d'un élément matériel dans un référentiel au repos. La variable x' , quant à elle, représente la coordonnée, dans le référentiel au repos, de l'élément matériel en mouvement selon la vitesse normalisée β .

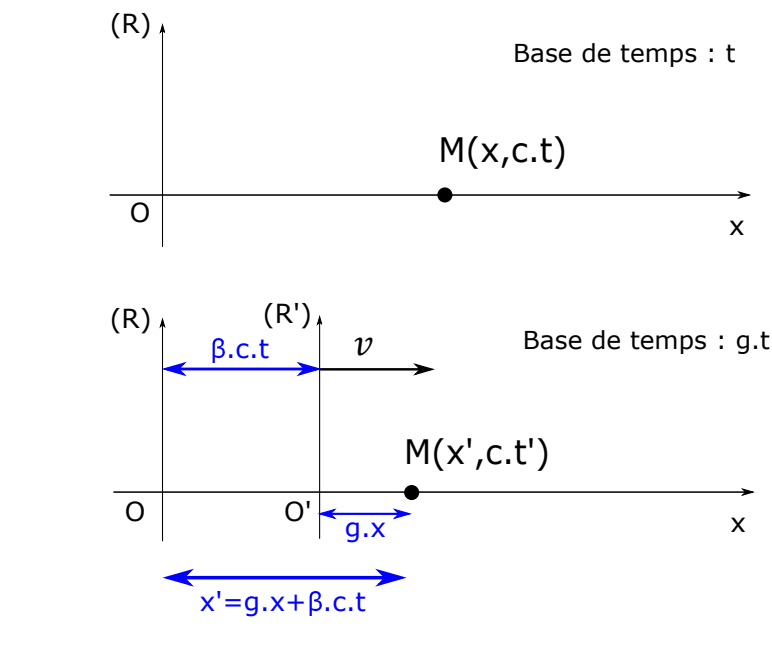


Figure 1.3 :

1.3.1 : (x, τ) : Coordonnées du point matériel M dans le référentiel au repos R

1.3.2 : (x', τ') : Coordonnées du même point matériel M, de vitesse β , dans le référentiel au repos R.

- Unité de mesure des longueurs : la secondes-lumière
- Unité de mesure des durées : la seconde
- L'unité pour la grandeur $c.t$ est la seconde-lumière également

3.2 Contraction des longueurs

Dans le cas d'un objet matériel animé de la vitesse normalisée β et compris comme un ensemble de n éléments matériels reliés entre eux et de coordonnées spatiales (x_n) au repos on obtient un ensemble de n éléments de coordonnées spatiales (x'_n) rapportées au référentiel fixe.

Quant à la variable t , elle correspond au temps relevé dans le référentiel au repos pour la coordonnée x de l'élément matériel. La variable t' représente le temps local mesuré par un observateur associé au mouvement de l'élément matériel.

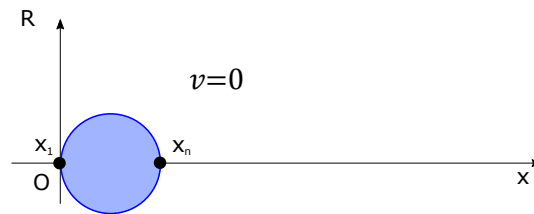


Figure 1.4 :

$$t = 0$$

$$(x_1, \tau) = (0, 0)$$

$$(x_n, \tau) = (x_n, 0)$$

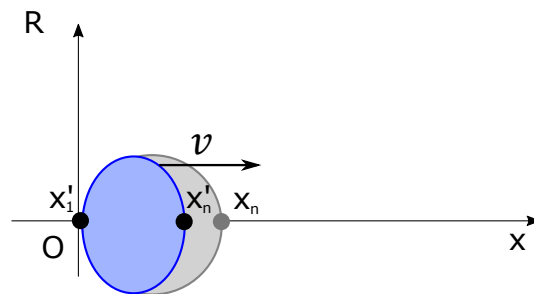


Figure 1.5 :

$$t = 0$$

$$(x'_1, \tau') = (0, 0)$$

$$(x'_n, \tau') = (g \cdot x_n, -\beta \cdot x_n)$$

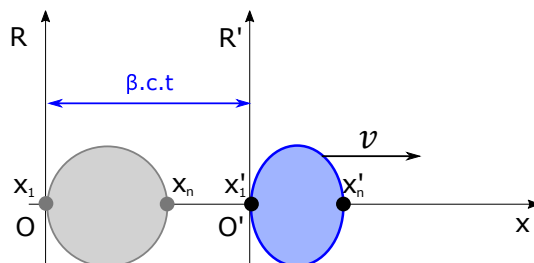


Figure 1.6 :

Quelque soit t

$$(x'_1, \tau') = (\beta \cdot \tau, g \cdot \tau)$$

$$(x'_n, \tau') = (g \cdot x_n + \beta \cdot \tau, g \cdot t - \beta \cdot x_n)$$

- Coordonnées d'un point de l'objet en mouvement dans le référentiel au repos :

$$(x'_n, \tau)$$

- Coordonnées d'un point de l'objet en mouvement dans le référentiel en mouvement :

$$(g.x_n, \tau')$$

- Si on considère l'objet dans sa longueur, on a dans le référentiel au repos :

$$x'_n - x'_1 = g.x_n + \beta.\tau - (g.x_1 + \beta.\tau)$$

$$x'_n - x'_1 = g.(x_n - x_1)$$

- Si on considère l'objet dans sa longueur, on a dans le référentiel en mouvement :

$$g.x_n - g.x_1 = g.(x_n - x_1)$$

=> La longueur de l'objet en mouvement est :

$$d' = g.d$$

Ainsi, il ne s'agit plus de considérer que l'espace se contracte ou se dilate, mais plutôt de formuler en équation un phénomène physique bien réel : celui de la contraction des dimensions des objets matériels dans le sens de leur mouvement.

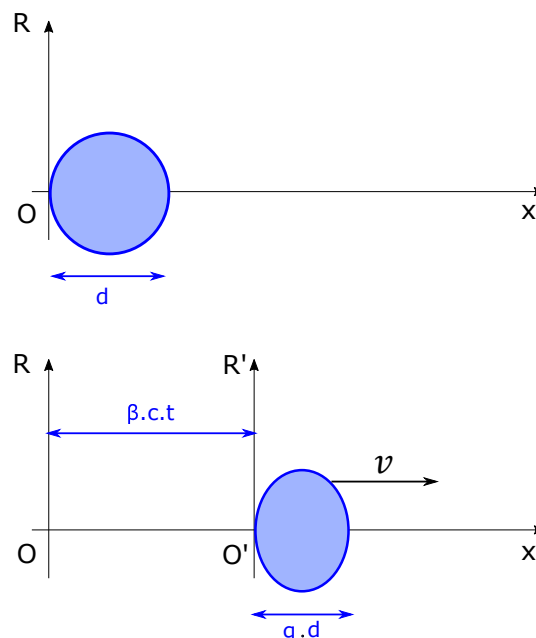


Figure 1.7 : Contraction de l'objet dans le sens de son mouvement

3.3 Ralentiement des horloges et décalage horaire

Si l'on s'intéresse désormais aux mesures de durées, on a dans le référentiel en mouvement :

$$\tau'_{x'_n} - \tau'_{x'_1} = g.v - \beta.x_n - g.\tau$$

$$\tau'_{x'_n} - \tau'_{x'_1} = -\beta.x_n$$

$$t'_{x'_n} - t'_{x'_1} = -\beta.\frac{x_n}{c}$$

Nous constatons donc un décalage horaire des horloges qui mesurent les durées le long de l'objet en mouvement. Si l'on considère l'objet sur sa longueur, le décalage horaire ou décalage de phase d'un bout à l'autre de l'objet sera :

$$\phi = -\beta.\frac{d}{c}$$

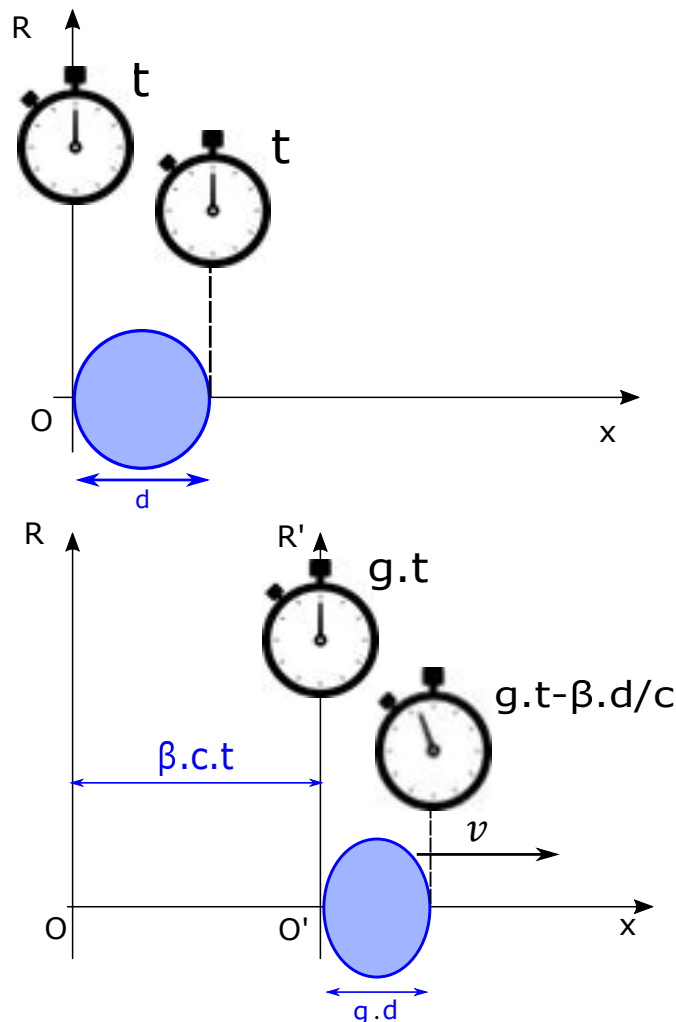


Figure 1.8 : Décalage de phase/horaire entre deux horloges situées en deux points différents de l'objet en mouvement

Par ailleurs, il ne s'agit plus de considérer que le temps se contracte ou se dilate, comme on le conçoit en relativité restreinte, mais plutôt de formuler en équation un

phénomène physique : le ralentissement des mécanismes de la matière lorsque celle-ci est en mouvement.

Comme conséquence du ralentissement des mécanismes de la matière, nous postulons qu'un émetteur de fréquence f au repos émettra, lorsqu'il est en mouvement, sur la fréquence $g.f$.

$$f' = g.f$$

3.4 Relativité des observations

Les équations de Lorentz et leur forme inversée donnent :

$$x' = g.x + \beta.\tau$$

$$\tau' = g.\tau - \beta.x$$

$$x = g.x' - \beta.\tau'$$

$$\tau = g.\tau' + \beta.x'$$

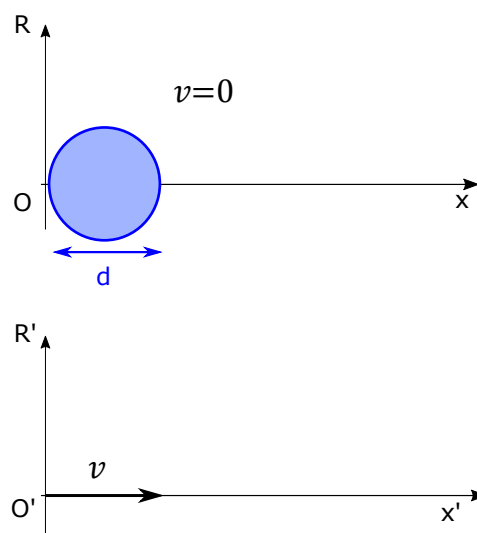


Figure 1.9 : L'observateur est en mouvement et l'objet est immobile

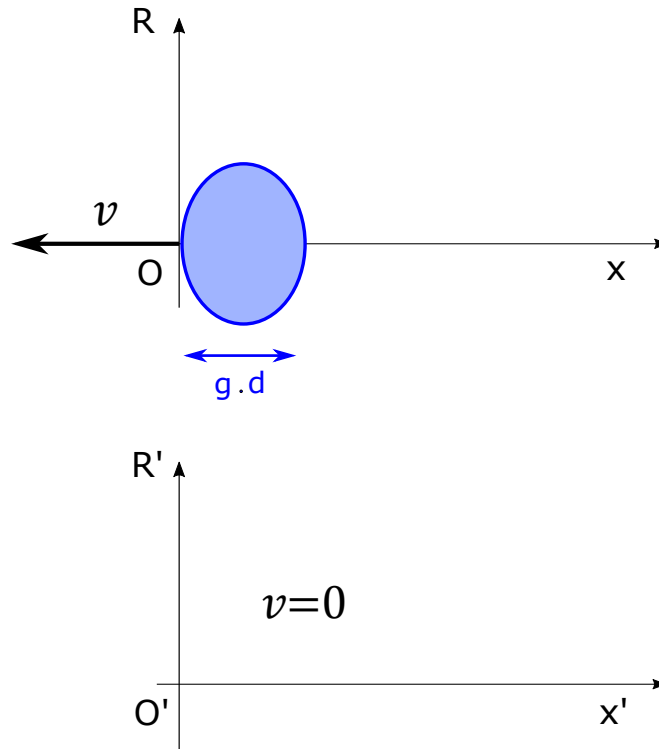


Figure 1.10 : Relativité des observations : l'observateur se considère immobile et voit l'objet s'éloigner et se contracter

Pour un observateur en mouvement selon la vitesse v , l'objet au repos est en vitesse d'éloignement à la vitesse v' avec $v' = v$.

La longueur estimée de l'objet au repos est donnée par :

$$d' = v'.t'$$

$$d' = v'.g.t$$

Avec $v' = v$, on obtient :

$$d' = v.g.t(1)$$

Par ailleurs on a :

$$d = v.t$$

$$t = \frac{d}{v}(2)$$

En rapprochant (1) et (2) on déduit :

$$d' = v.g.\frac{d}{v}$$

Ce qui donne :

$$d' = g.d$$

Nous obtenons une de nos premières remarques concernant la relativité selon les équations de Lorentz. Du point de vue des observateurs

- Un observateur au repos voit un objet en mouvement se contracter selon $g.d$
- Un observateur en mouvement peut de bon droit, au nom de l'équivalence des observations, affirmer qu'il est immobile tandis que l'objet est en mouvement d'éloignement et qu'il se contracte selon : $g.d$

Par ailleurs :

- Un objet en mouvement se contracte effectivement selon : $g.d$
- Un objet au repos conserve sa longueur d , indépendamment des mesures de l'observateur en mouvement

=> Derrière l'équivalence des points de vue des deux observateurs, la réalité du phénomène n'est pas la même.

3.5 Vitesses

$$x' = g.x + \beta.\tau(1)$$

$$\tau' = g.\tau - \beta.x(2)$$

$$x = g.x' - \beta.\tau'(3)$$

$$\tau = g.\tau' + \beta.x'(4)$$

A partir de (1) et (2) on peut écrire :

$$x = \frac{1}{g}.(x' - \beta.\tau)(5)$$

et :

$$\tau = \frac{1}{g}.(g.\tau' + \beta.x)(6)$$

A partir de (3) et (4) on peut écrire :

$$x' = \frac{1}{g}.(x + \beta.\tau')(7)$$

et :

$$\tau' = \frac{1}{g}.(g.\tau - \beta.x')(8)$$

La différentielle de (7) donne suivie d'une factorisation de $d\tau'$ donne :

$$dx' = \frac{1}{g} \cdot \left(\frac{dx}{d\tau'} + \beta \right) \cdot d\tau'$$

La différentielle de (6) donne suivie d'une factorisation de dt' donne :

$$d\tau = \frac{1}{g} \cdot \left(1 + \beta \cdot \frac{dx}{d\tau'} \right) \cdot dt'$$

En effectuant le rapport, on obtient :

$$\frac{dx'}{d\tau} = \frac{\frac{dx}{d\tau'} + \beta}{1 + \beta \cdot \frac{dx}{d\tau'}}$$

Ce qui donne :

$$\frac{dx'}{dt} = c \cdot \frac{\frac{dx}{d\tau'} + c \cdot \beta}{c + \beta \cdot \frac{dx}{d\tau'}}$$

Cette équation différentielle se simplifie naturellement puisque l'un des deux référentiels est au repos, d'où l'on a :

$$\frac{dx}{dt'} = 0$$

On retrouve la vitesse de l'objet contracté dans le référentiel au repos :

$$\frac{dx'}{dt} = \beta \cdot c$$

Chapitre 4

Changement de référentiel de Lorentz

Nous allons désormais envisager les équations de transformation pour passer d'un référentiel mobile à un autre.

4.1 Longueurs relatives

Considérons un objet de coordonnées (x_n, τ) dans un référentiel au repos, ainsi que ses coordonnées (x'_{n1}, τ) lorsqu'il est en mouvement à la vitesse normalisée β_1 . Considérons enfin les coordonnées (x'_{n2}, τ) de l'objet évoluant à la vitesse normalisée β_2 .

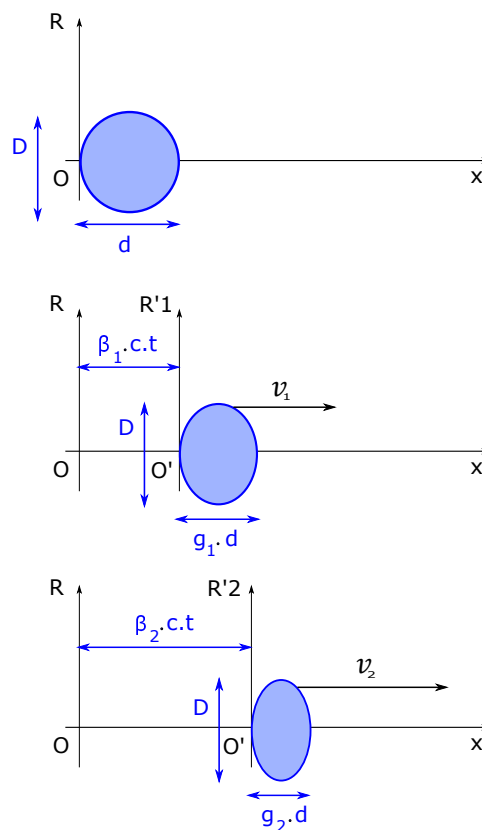


Figure 1.11 : On considère le même objet d'abord au repos, puis en mouvement selon β_1 , puis selon β_2

Concernant les dimensions de l'objet, on peut d'ores et déjà établir les relations suivantes :

$$\begin{aligned}d'_1 &= g_1 \cdot d \\d'_2 &= g_2 \cdot d \\d'_1 &= \frac{g_1}{g_2} \cdot d'_2\end{aligned}$$

Etant donné que les coordonnées de l'objet dans les référentiels en mouvements respectifs selon β_1 et β_2 peuvent être rapportées aux coordonnées dans le référentiel de l'objet au repos, nous pouvons établir leur relation grâce aux équations de Lorentz et leur forme inversée :

$$\begin{aligned}x'_1 &= g_1 \cdot x + \beta_1 \cdot \tau(1) \\ \tau'_1 &= g_1 \cdot \tau - \beta_1 \cdot x(2) \\ x'_2 &= g_2 \cdot x + \beta_2 \cdot \tau(3) \\ \tau'_2 &= g_2 \cdot \tau - \beta_2 \cdot x(4)\end{aligned}$$

Equations inverses :

$$\begin{aligned}x &= g_1 \cdot x'_1 - \beta_1 \cdot \tau'_1(5) \\ \tau &= g_1 \cdot \tau'_1 + \beta_1 \cdot x'_1(6) \\ x &= g_2 \cdot x'_2 - \beta_2 \cdot \tau'_2(7) \\ \tau &= g_2 \cdot \tau'_2 + \beta_2 \cdot x'_2(8)\end{aligned}$$

Avec :

$$\begin{aligned}\beta_1 &= \frac{v_1}{c} \\ g_1 &= \sqrt{1 - \beta_1^2}\end{aligned}$$

Et :

$$\begin{aligned}\beta_2 &= \frac{v_2}{c} \\ g_2 &= \sqrt{1 - \beta_2^2}\end{aligned}$$

En rapprochant (1) de (7), ainsi que (2) de (8), on obtient :

$$\begin{aligned}x'_1 &= g_1 \cdot (g_2 \cdot x'_2 - \beta_2 \cdot \tau'_2) + \beta_1 \cdot (g_2 \cdot \tau'_2 + \beta_2 \cdot x'_2) \\ \tau'_1 &= g_1 \cdot (g_2 \cdot \tau'_2 + \beta_2 \cdot x'_2) - \beta_1 \cdot (g_2 \cdot x'_2 - \beta_2 \cdot \tau'_2)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}x'_1 &= (g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot x'_2 + (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1) \cdot \tau'_2 \\ \tau'_1 &= (g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot \tau'_2 - (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1) \cdot x'_2\end{aligned}$$

En rapprochant (5) de (3), ainsi que (6) de (4), on obtient :

$$\begin{aligned}x'_2 &= g_2 \cdot (g_1 \cdot x'_1 - \beta_1 \cdot \tau'_1) + \beta_2 \cdot (g_1 \cdot \tau'_1 + \beta_1 \cdot x'_1) \\ \tau'_2 &= g_2 \cdot (g_1 \cdot \tau'_1 + \beta_1 \cdot x'_1) - \beta_2 \cdot (g_1 \cdot x'_1 - \beta_1 \cdot \tau'_1) \\ x'_2 &= (g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot x'_1 - (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1) \cdot \tau'_1 \\ \tau'_2 &= (g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot \tau'_1 + (\beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1) \cdot x'_1\end{aligned}$$

Nous obtenons donc les éléments suivants :

* Lorsqu'un objet, de longueur d au repos, est en mouvement selon la vitesse normalisée β_1 :

- Sa longueur mesurée dans un référentiel en mouvement selon la vitesse normalisée β_2 est :

$$(g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot d$$

- Sa longueur mesurée dans un référentiel en mouvement selon la vitesse normalisée β_1 est :

$$(g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot d$$

=> La longueur perçue d'un objet de vitesse β_1 depuis un référentiel de mouvement β_2 est égale à la longueur perçue du même objet à la vitesse β_2 depuis un référentiel de mouvement β_1

4.2 Etude différentielle avec deux référentiels mobiles

Pour la composition des vitesses relatives entre les deux référentiels, par ailleurs en mouvement selon β_1 et β_2 dans le référentiel au repos, nous devons passer par une étude différentielle des équations trouvées. En nous inspirant de la première étude différentielle, nous posons :

$$\begin{aligned}G_{12} &= g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2 \\ B_{12} &= \beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1\end{aligned}$$

D'où l'on écrit à l'aide des équations établies précédemment :

$$x'_1 = G_{12} \cdot x'_2 + B_{12} \cdot \tau'_2(1)$$

$$\tau'_1 = G_{12} \cdot \tau'_2 - B_{12} \cdot x'_2 \quad (2)$$

$$x'_2 = G_{12} \cdot x'_1 - B_{12} \cdot \tau'_1 \quad (3)$$

$$\tau'_2 = G_{12} \cdot \tau'_1 + B_{12} \cdot x'_1 \quad (4)$$

4.3 Vitesses relatives

La vitesse relative de l'objet en mouvement β_2 par rapport au référentiel en mouvement β_1 est donnée par :

$$c \cdot \frac{dx'_2}{d\tau'_1}$$

La vitesse relative de l'objet en mouvement β_1 par rapport au référentiel en mouvement β_2 est donnée par :

$$c \cdot \frac{dx'_1}{d\tau'_2}$$

A partir de (3) on écrit :

$$x'_1 = \frac{1}{G_{12}} \cdot (x'_2 + B_{12} \cdot \tau'_1) \quad (5)$$

A partir de (4) on écrit :

$$\tau'_1 = \frac{1}{G_{12}} \cdot (\tau'_2 - B_{12} \cdot x'_1) \quad (6)$$

A partir de (1) on écrit :

$$x'_2 = \frac{1}{G_{12}} \cdot (x'_1 - B_{12} \cdot \tau'_2) \quad (7)$$

A partir de (2) on écrit :

$$\tau'_2 = \frac{1}{G_{12}} \cdot (\tau'_1 + B_{12} \cdot x'_2) \quad (8)$$

La différentielle de (7) suivie d'une factorisation de dt'_2 donne :

$$dx'_2 = \frac{1}{G_{12}} \cdot \left(\frac{dx'_1}{d\tau'_2} - B_{12} \right) \cdot d\tau'_2$$

La différentielle de (6) suivie d'une factorisation de dt'_2 donne :

$$d\tau'_1 = \frac{1}{G_{12}} \cdot \left(1 - B_{12} \cdot \frac{dx'_1}{d\tau'_2} \right) \cdot d\tau'_2$$

En faisant le rapport on obtient :

$$\frac{dx'_2}{d\tau'_1} = \frac{\frac{dx'_1}{d\tau'_2} - B_{12}}{1 - B_{12} \cdot \frac{dx'_1}{d\tau'_2}}$$

$$\frac{dx'_2}{dt'_1} = c \cdot \frac{\frac{dx'_1}{dt'_2} - c \cdot B_{12}}{c - B_{12} \cdot \frac{dx'_1}{dt'_2}}$$

En suivant le même raisonnement à partir de (5) et (8), on obtient également :

$$\frac{dx'_1}{d\tau'_2} = \frac{\frac{dx'_2}{dt'_1} + B_{12}}{1 + B_{12} \cdot \frac{dx'_2}{dt'_1}}$$

$$\frac{dx'_1}{dt'_2} = c \cdot \frac{\frac{dx'_2}{dt'_1} + c \cdot B_{12}}{c + B_{12} \cdot \frac{dx'_2}{dt'_1}}$$

4.4 Expression trigonométrique

On pose :

$$\cos(\theta_1) = g_1$$

$$\sin(\theta_1) = \beta_1$$

$$\cos(\theta_2) = g_2$$

$$\sin(\theta_2) = \beta_2$$

D'où on obtient :

$$G_{12} = (g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) = \cos(\theta_1) \cdot \cos(\theta_2) + \sin(\theta_1) \cdot \sin(\theta_2)$$

$$G_{12} = \cos(\theta_1 - \theta_2)$$

Ainsi que :

$$B_{12} = (g_2 \cdot \beta_1 - g_1 \cdot \beta_2) = \cos(\theta_2) \cdot \sin(\theta_1) - \cos(\theta_1) \cdot \sin(\theta_2)$$

$$B_{12} = \sin(\theta_1 - \theta_2)$$

Pour les longueurs relatives, on obtient :

$$\cos(\theta_1 - \theta_2) \cdot d$$

Pour les vitesses relatives, on obtient :

$$\frac{dx'_2}{d\tau'_1} = \frac{\frac{dx'_1}{d\tau'_2} - \sin(\theta_1 - \theta_2)}{1 - \sin(\theta_1 - \theta_2) \cdot \frac{dx'_1}{d\tau'_2}}$$

Ainsi que :

$$\frac{dx'_1}{d\tau'_2} = \frac{\frac{dx'_2}{d\tau'_1} + \sin(\theta_1 - \theta_2)}{1 + \sin(\theta_1 - \theta_2) \cdot \frac{dx'_2}{d\tau'_1}}$$

4.5 Forme invariante : carré des longueurs et des durées

Considérons deux systèmes (x'_1, τ'_1) d'une part, (x'_2, τ'_2) d'autre part :

$$(x'_2 - x'_1)^2 + (\tau'_2 - \tau'_1)^2 = x_2'^2 + x_1'^2 - 2.x_1'.x_2' + \tau_2'^2 + \tau_1'^2 - 2.\tau_2'.\tau_1'$$

$$(x'_2 - x'_1)^2 + (\tau'_2 - \tau'_1)^2 = x_2'^2 + x_1'^2 + \tau_1'^2 + \tau_2'^2 - 2.(g.x_1 + \beta.\tau_1).(g.x_2 + \beta.\tau_2) - 2.(g.\tau_2 - \beta.x_2).(g.\tau_1 - \beta.x_1)$$

$$(x'_2 - x'_1)^2 + (\tau'_2 - \tau'_1)^2 = x_2'^2 + x_1'^2 + \tau_1'^2 + \tau_2'^2 - 2.(g^2.x_1.x_2 + g.\beta.x_1.\tau_2 + g.\beta.\tau_1.x_2 + \beta^2.\tau_1.\tau_2) - 2..(g^2.\tau_1.\tau_2 - g.\beta.x_1.\tau_2 - g.\beta.\tau_1.x_2 + \beta^2.x_1.x_2)$$

$$(x'_2 - x'_1)^2 + (\tau'_2 - \tau'_1)^2 = x_2'^2 + x_1'^2 + \tau_1'^2 + \tau_2'^2 - 2.(x_1.x_2 - \beta^2.x_1.x_2 + g.\beta.x_1.\tau_2 + g.\beta.\tau_1.x_2 + \beta^2.\tau_1.\tau_2) - 2..(\tau_1.\tau_2 - \beta^2.\tau_1.\tau_2 - g.\beta.x_1.\tau_2 - g.\beta.\tau_1.x_2 + \beta^2.x_1.x_2)$$

$$(x'_2 - x'_1)^2 + (\tau'_2 - \tau'_1)^2 = x_2'^2 + x_1'^2 + \tau_2'^2 + \tau_1'^2 - 2.x_1.x_2 - 2.\tau_1.\tau_2$$

Or on sait que :

$$x_1'^2 + \tau_1'^2 = x_1^2 + \tau_1^2$$

Ainsi que :

$$x_2'^2 + \tau_2'^2 = x_2^2 + \tau_2^2$$

D'où l'on déduit que :

$$(x'_2 - x'_1)^2 + (\tau'_2 - \tau'_1)^2 = x_2^2 + x_1^2 + \tau_2^2 + \tau_1^2 - 2.x_1.x_2 - 2.\tau_1.\tau_2$$

Soit :

$$(x'_2 - x'_1)^2 + (\tau'_2 - \tau'_1)^2 = (x_2 - x_1)^2 + (\tau_2 - \tau_1)^2$$

Chapitre 5

Récapitulatif

5.1 Expressions régulières

* β_1 : Vitesse normalisée du référentiel R'1 du point de vue d'un référentiel au repos

* β_2 : Vitesse normalisée du référentiel R'2 du point de vue d'un référentiel au repos

* g_1 : Facteur de contraction de l'objet de vitesse β_1

* g_2 : Facteur de contraction de l'objet de vitesse β_2

* $G_{12} = g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2$: Facteur de contraction composite

* $B_{12} = \beta_1 \cdot g_2 - \beta_2 \cdot g_1$: Facteur de vitesse composite

* $v'_{r1} = c \cdot \frac{dx'_1}{dt'_2}$: Vitesse relative de l'objet de vitesse β_1 dans le référentiel R'2.

* $v'_{r2} = c \cdot \frac{dx'_2}{dt'_1}$: Vitesse relative de l'objet de vitesse β_2 dans le référentiel R'1.

On a les relations :

$$v'_{r1} = c \cdot \frac{v'_{r2} + c \cdot B_{12}}{c + B_{12} \cdot v'_{r2}}$$

$$v'_{r2} = c \cdot \frac{v'_{r1} - c \cdot B_{12}}{c - B_{12} \cdot v'_{r1}}$$

* $d'_1 = g_1 \cdot d$: Longueur de l'objet de vitesse β_1 du point de vue du référentiel au repos et réciproquement : longueur de l'objet au repos du point de vue du référentiel en mouvement β_1

* $d'_2 = g_2 \cdot d$: Longueur de l'objet de vitesse β_2 du point de vue du référentiel au repos et réciproquement : longueur de l'objet au repos du point de vue du référentiel en mouvement β_2

* $d'_{r1} = (g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot d$: Longueur de l'objet de vitesse β_1 du point de vue du référentiel de vitesse β_2 et réciproquement : Longueur de l'objet de vitesse β_2 du point de vue du référentiel de vitesse β_1

* $d'_{r2} = (g_1 \cdot g_2 + \beta_1 \cdot \beta_2) \cdot d$: Longueur de l'objet de vitesse β_1 du point de vue du

référentiel de vitesse β_2 et réciproquement : Longueur de l'objet de vitesse β_2 du point de vue du référentiel de vitesse β_1

5.2 Expressions trigonométriques

* $\beta_1 = \sin(\theta_1)$: Vitesse normalisée du référentiel R'1 du point de vue du référentiel au repos

* $\beta_2 = \sin(\theta_2)$: Vitesse normalisée du référentiel R'2 du point de vue du référentiel au repos

* $g_1 = \cos(\theta_1)$: Facteur de contraction de l'objet de vitesse β_1

* $g_2 = \cos(\theta_2)$: Facteur de contraction de l'objet de vitesse β_2

* $G_{12} = \cos(\theta_1 - \theta_2)$: Facteur de contraction composite

* $B_{12} = \sin(\theta_1 - \theta_2)$: Facteur de vitesse composite

* $v'_{r1} = c \cdot \frac{dx'_1}{dt'_2}$: Vitesse relative de l'objet de vitesse β_1 dans le référentiel R'2.

* $v'_{r2} = c \cdot \frac{dx'_2}{dt'_1}$: Vitesse relative de l'objet de vitesse β_2 dans le référentiel R'1.

On a les relations :

$$v'_{r1} = c \cdot \frac{v'_{r2} + c \cdot \sin(\theta_1 - \theta_2)}{c + \sin(\theta_1 - \theta_2) \cdot v'_{r1}}$$

$$v'_{r2} = c \cdot \frac{v'_{r1} - c \cdot \sin(\theta_1 - \theta_2)}{c - \sin(\theta_1 - \theta_2) \cdot v'_{r2}}$$

* $d'_1 = \cos(\theta_1) \cdot d$: Longueur de l'objet de vitesse β_1 du point de vue du référentiel au repos et réciproquement : longueur de l'objet au repos du point de vue du référentiel en mouvement β_1

* $d'_2 = \cos(\theta_2) \cdot d$: Longueur de l'objet de vitesse β_2 du point de vue du référentiel au repos et réciproquement : longueur de l'objet au repos du point de vue du référentiel en mouvement β_2

* $d'_{r1} = d'_{r2} = \cos(\theta_1 - \theta_2) \cdot d$: Longueur de l'objet de vitesse β_1 du point de vue du référentiel de vitesse β_2 et réciproquement : Longueur de l'objet de vitesse β_2 du point de vue du référentiel de vitesse β_1

5.3 Valeur limite des vitesses et des vitesses relatives

Nous avons précédemment défini le facteur de vitesse composite :

$$B_{12} = g_2 \cdot \beta_1 - g_1 \cdot \beta_2$$

On peut aussi écrire :

$$B_{12} = \sqrt{1 - \beta_2^2} \cdot \beta_1 - \beta_2 \cdot \sqrt{1 - \beta_1^2}$$

Considérons la fonction paramétrée f_β telle que :

$$f_\beta(x) = \sqrt{1 - \beta^2} \cdot x - \beta \cdot \sqrt{1 - x^2}$$

Une étude rapide de cette fonction permet de montrer que la valeur de $f_\beta(x)$ est toujours comprise entre -1 et 1 lorsque la variable x varie entre -1 et 1 et lorsque le paramètre β varie entre -1 et 1.

$$(-1 < x < 1); (-1 < \beta < 1) \Leftrightarrow -1 < f_\beta(x) < 1$$

On peut donc écrire :

$$(-1 < \beta_1 < 1); (-1 < \beta_2 < 1) \Leftrightarrow -1 < B_{12} < 1$$

Avec $-1 < B_{12} < 1$ on peut écrire :

$$\frac{dx'_1}{d\tau'_2} - 1 < \frac{dx'_1}{d\tau'_2} + B_{12} < \frac{dx'_1}{d\tau'_2} + 1$$

Ainsi que :

$$1 - \frac{dx'_1}{d\tau'_2} < 1 + B_{12} \cdot \frac{dx'_1}{d\tau'_2} < 1 + \frac{dx'_1}{d\tau'_2}$$

En faisant le rapport :

$$\frac{\frac{dx'_1}{d\tau'_2} - 1}{1 - \frac{dx'_1}{d\tau'_2}} < \frac{\frac{dx'_1}{d\tau'_2} + B_{12}}{1 + B_{12} \cdot \frac{dx'_1}{d\tau'_2}} < \frac{\frac{dx'_1}{d\tau'_2} + 1}{1 + \frac{dx'_1}{d\tau'_2}}$$

$$-1 < \frac{\frac{dx'_1}{d\tau'_2} + B_{12}}{1 + B_{12} \cdot \frac{dx'_1}{d\tau'_2}} < 1$$

$$-1 < \frac{dx'_2}{d\tau'_1} < 1$$

$$-c < \frac{dx'_2}{dt'_1} < c$$

De la même façon, on montre que :

$$-1 < \frac{dx'_1}{d\tau'_2} < 1$$

$$-c < \frac{dx'_1}{dt'_2} < c$$

La vitesse relative limite d'un objet en mouvement du point de vue d'un autre référentiel en mouvement est donc égale à : c . Or, on sait également que la vitesse limite d'un objet est égale à : c

=> Les vitesses et les vitesses relatives ont pour valeur limite : c

Chapitre 6

Étude de l'interféromètre selon les équations de Lorentz

Nous avons déjà déterminé les éléments suivants :

- Longueur d'un objet lorsqu'il est au repos
- Longueur d'un objet lorsqu'il est en mouvement
- Longueur perçue d'un objet en mouvement depuis un référentiel au repos
- Longueur perçue d'un objet au repos depuis un référentiel en mouvement
- Longueur perçue d'un objet en mouvement par rapport à un référentiel de mouvement différent

Il nous reste à déterminer la mesure d'un objet en mouvement du point de vue d'un observateur associé au même mouvement. Pour ce faire, nous allons mettre en application les transformations de Lorentz aux cas de figure suivants :

- Durées de parcours d'un signal et distances parcourues sur le bras transversal de l'interféromètre au repos
- Comparaison avec la situation de l'interféromètre en mouvement
- Durées de parcours d'un signal et distances parcourues sur le bras longitudinal de l'interféromètre au repos
- Comparaison avec la situation de l'interféromètre en mouvement

6.1 Le bras transversal est au repos

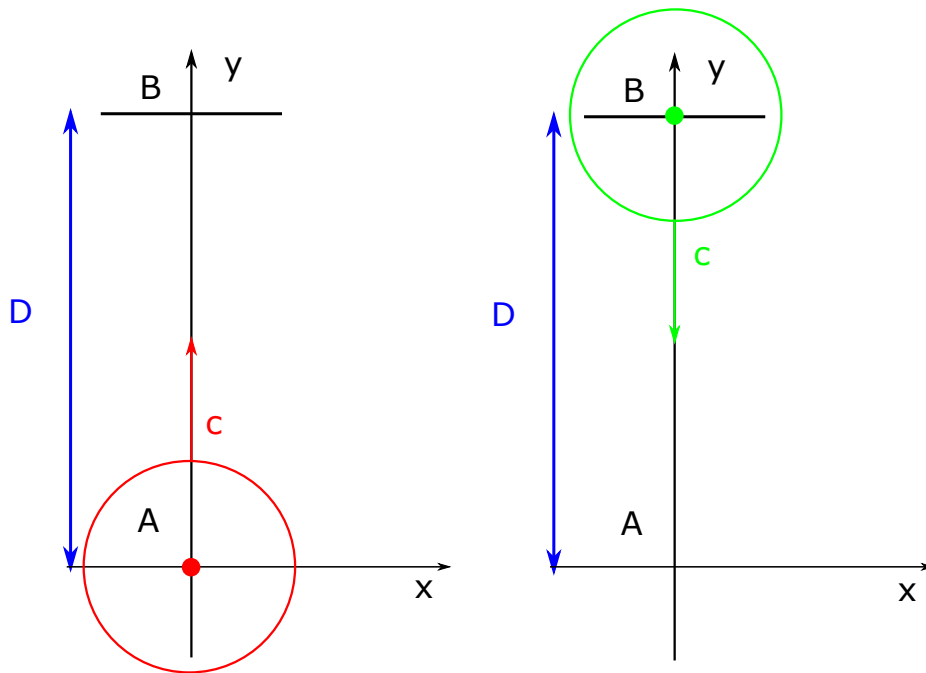


Figure 1.12 : Etapes 1 et 2 de l'aller-retour d'un signal optique

Temps nécessaire pour un signal optique de A à B :

$$\tau_1 = D$$

$$c.t_1 = D$$

$$t_1 = \frac{D}{c}$$

Temps nécessaire pour un signal optique de B à A :

$$\tau_2 = D$$

$$c.t_2 = D$$

$$t_2 = \frac{D}{c}$$

Durée d'aller-retour :

$$t = t_1 + t_2$$

$$t = \frac{2D}{c}$$

6.2 Le bras transversal est en mouvement

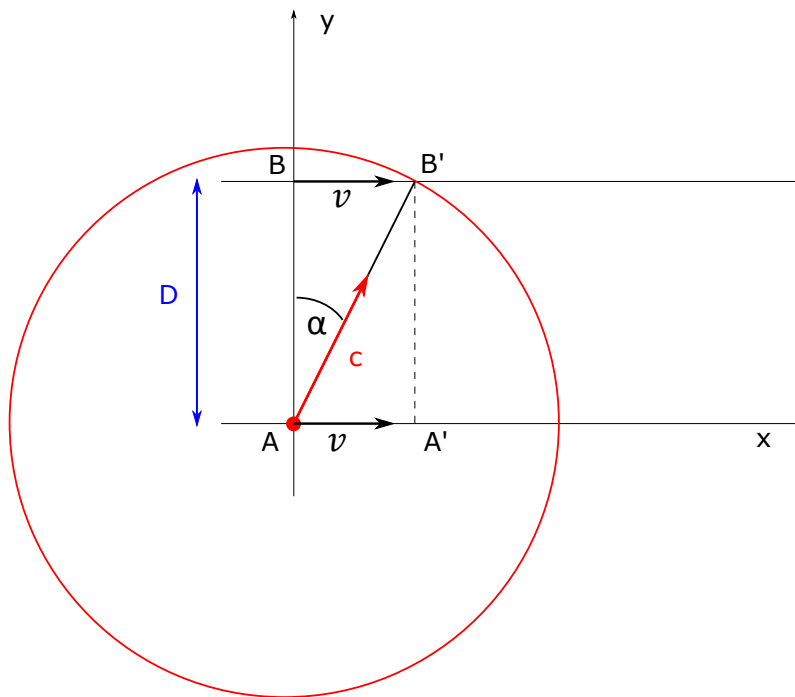


Figure 1.13 : Etape 1

La situation trigonométrique nous permet d'écrire :

$$\sin \alpha = \frac{v}{c} = \beta$$

$$\cos \alpha = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} = \sqrt{1 - \beta^2} = g$$

$$\cos \alpha = \frac{D}{\tau_1}$$

$$\tau_1 = \frac{D}{\cos \alpha}$$

$$\tau_1 = \frac{D}{g}$$

Temps nécessaire au signal pour joindre B', exprimé dans le référentiel associé au bras en mouvement de AB vers A'B' :

$$\tau'_1 = g \cdot \tau_1$$

$$\tau'_1 = D$$

$$t'_1 = \frac{D}{c}$$

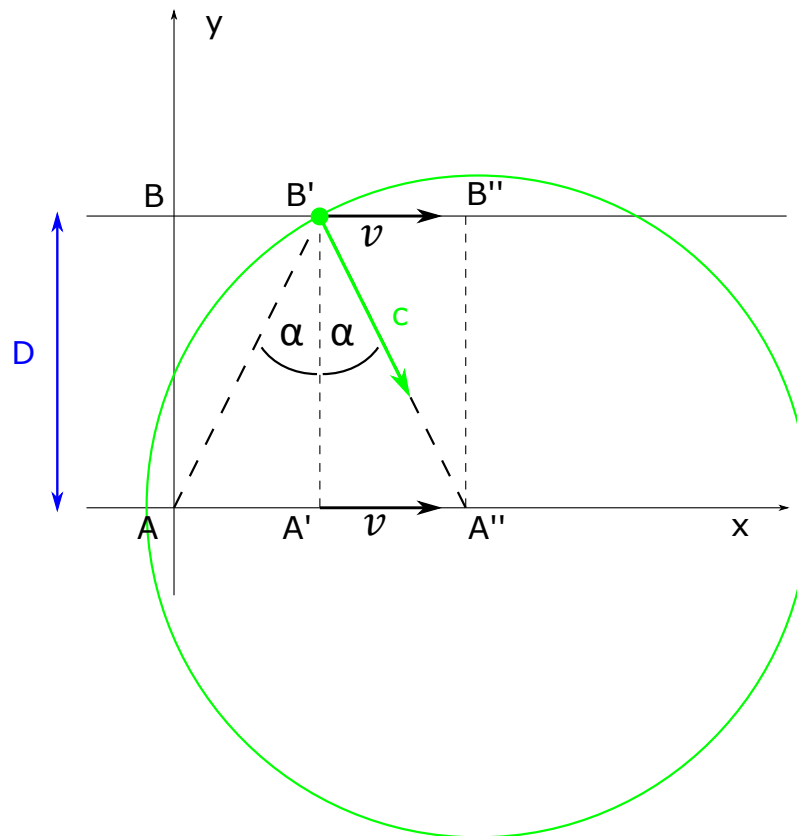


Figure 1.14 : Etape 2

La composante longitudinale étant la même que précédemment, il en résulte que A'' se déplace vis-à-vis de A' de la même façon que B' s'est déplacé vis-à-vis de B :

$$\tau_2 = \frac{D}{g}$$

Temps nécessaire au signal pour rejoindre A'' , exprimé dans le référentiel associé au bras en mouvement :

$$\tau_2' = g \cdot \tau_2$$

$$\tau_2' = D$$

$$t_2' = \frac{D}{c}$$

Durée d'aller retour :

$$t' = t_1' + t_2'$$

$$t' = \frac{2D}{c}$$

6.3 Conclusion pour l'étude transversale

Les durées mesurées par un observateur au repos absolu sont identiques aux durées mesurées par un observateur associé au montage en mouvement. Du point de vue des observateurs :

- Un objet en mouvement transversal conserve sa longueur D
- Un objet en mouvement transversal aura pour longueur, selon l'observateur en mouvement : D

Par ailleurs :

- Un objet en mouvement conserve effectivement sa dimension transversale

=> Nous sommes dans le cas de figure particulier où il y a coïncidence des observations et des phénomènes.

On peut transposer notre démonstration à la situation où l'interféromètre est en mouvement à la vitesse β_1 dans un premier temps, puis à la vitesse β_2 dans un deuxième temps. La longueur mesurée du bras transversal en mouvement sera dans les deux cas de figure égale à : D

6.4 Le bras longitudinal est au repos

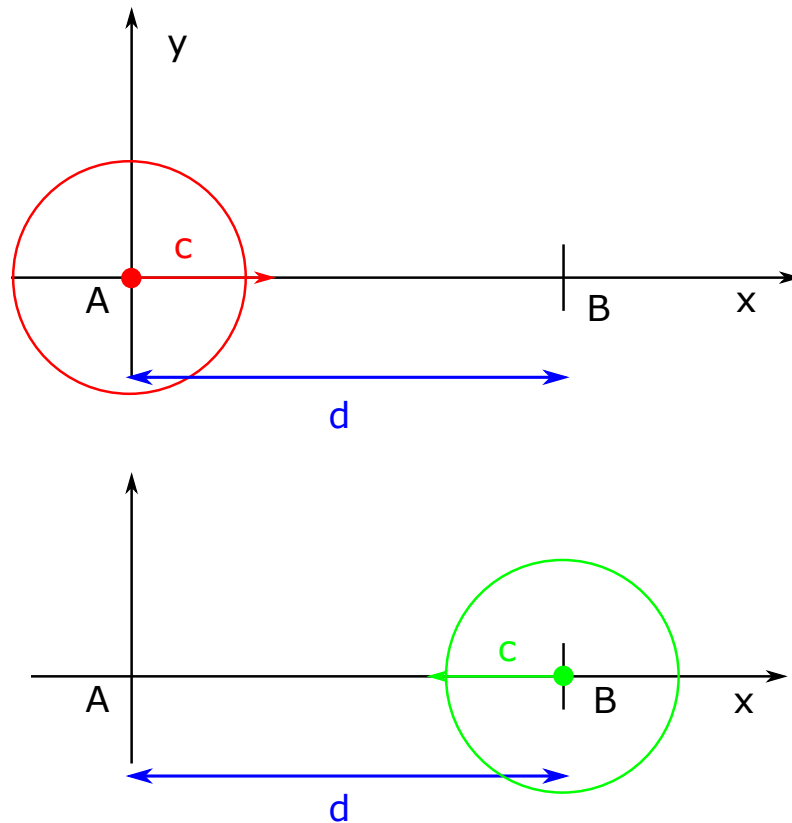


Figure 1.15 : Etapes 1 et 2

Temps nécessaire pour un signal optique de A à B :

$$\tau_1 = d$$

$$t_1 = \frac{d}{c}$$

Temps nécessaire pour un signal optique de B à A :

$$\tau_2 = d$$

$$t_2 = \frac{d}{c}$$

Durée d'aller-retour :

$$t = t_1 + t_2$$

$$t = \frac{2d}{c}$$

6.5 Le bras longitudinal est en mouvement

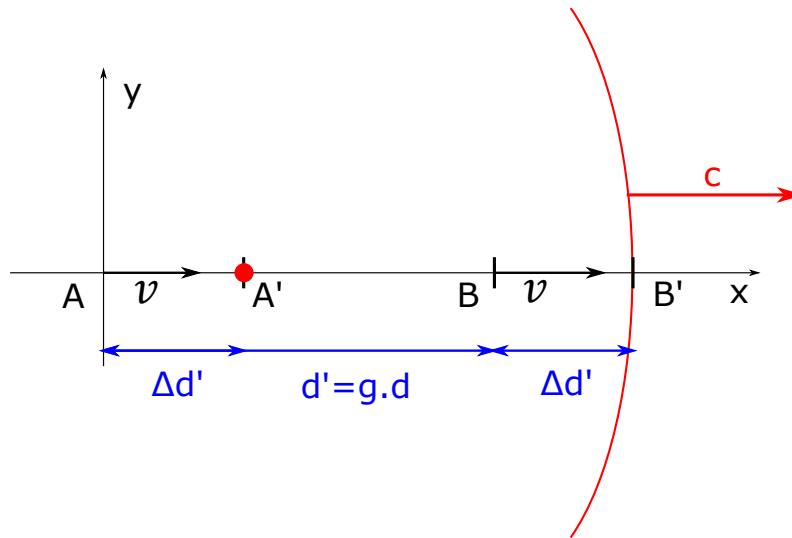


Figure 1.16 : Etape 1

Le bras est en mouvement, il se contracte d'un facteur g : $d' = g.d$

L'extrémité B du bras se déplaçant à la vitesse v , l'onde de vitesse c mettra le même temps pour rejoindre B' qu'il ne lui en faudrait pour rejoindre B à la vitesse normalisée $(1 - \beta)$

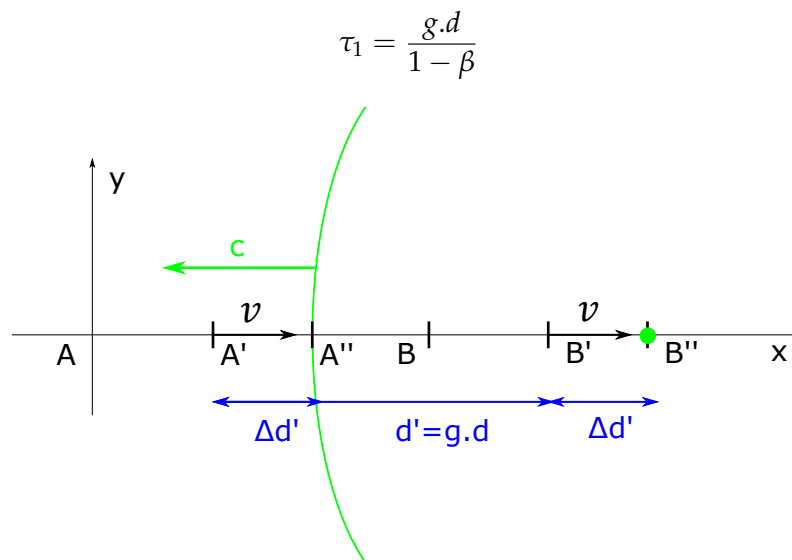


Figure 1.17 : Etape 2

Le bras est en mouvement, il se contracte d'un facteur g : $d' = g.d$

L'extrémité A' du bras se déplaçant à la vitesse v , l'onde de vitesse c mettra le même temps pour rejoindre A'' qu'il ne lui en faudrait pour rejoindre A' à la vitesse normalisée $(1 + \beta)$:

$$\tau_2 = \frac{g.d}{1 + \beta}$$

On obtient pour τ_1 et τ_2 :

$$\begin{aligned}\tau_1 + \tau_2 &= \frac{g \cdot d}{1 - \beta} + \frac{g \cdot d}{1 + \beta} \\ \tau_1 + \tau_2 &= g \cdot d \cdot \frac{1 + \beta + 1 - \beta}{(1 + \beta) \cdot (1 - \beta)} \\ \tau_1 + \tau_2 &= \frac{2g \cdot d}{g^2} = \frac{2d}{g}\end{aligned}$$

On obtient pour τ'_1 et τ'_2 :

$$\begin{aligned}\tau'_1 + \tau'_2 &= g \cdot (\tau_1 + \tau_2) = g \cdot \frac{2d}{g} \\ \tau'_1 + \tau'_2 &= 2d\end{aligned}$$

Temps nécessaire au signal pour joindre A'' , exprimé dans le référentiel associé au bras en mouvement :

$$\begin{aligned}t' &= t'_1 + t'_2 \\ t' &= \frac{2d}{c}\end{aligned}$$

6.6 Conclusion pour l'étude longitudinale

Les durées mesurées par un observateur au repos absolu sont identiques aux durées mesurées par un observateur associé au montage en mouvement. Du point de vue des observateurs :

- Un objet en mouvement se contracte selon $g \cdot d$ pour un observateur au repos, c'est-à-dire que $g \cdot d$ est sa longueur que nous postulons réelle.
- Un objet en mouvement aura pour longueur d selon l'observateur en mouvement. Ce dernier peut de bon droit, au nom de l'équivalence des observations, affirmer qu'il est immobile tandis que l'observateur immobile est en mouvement d'éloignement.

Par ailleurs :

- Un objet en mouvement se contracte effectivement selon $g \cdot d$

=> Derrière l'équivalence des points de vue des deux observateurs, la réalité du phénomène n'est pas la même.

On peut transposer notre démonstration à la situation où l'interféromètre est en mouvement à la vitesse β_1 dans un premier temps, puis à la vitesse β_2 dans un deuxième temps. La longueur mesurée du bras longitudinal en mouvement par les deux observateurs en mouvement sera dans les deux cas de figure égale à : d

En conclusion, l'interféromètre de Michelson et Morley, composé de deux bras disposés orthogonalement, ne fournira aucune différence de durée d'aller-retour, y compris lorsque sa vitesse relative varie. Si les signaux aller-retour longitudinaux et transversaux sont mis en phase dans une orientation donnée de l'interféromètre, alors une orientation différente de l'interféromètre n'aura aucune incidence sur la mise en phase des signaux.

Chapitre 7

La synchronisation des horloges

Nous allons désormais illustrer le principe de relativité avec la synchronisation des horloges. Nous choisirons deux systèmes d'horloges, un système au repos et un système en mouvement. Nous relèverons les mesures effectuées dans chacun de ces deux systèmes et la façon dont ils se perçoivent respectivement.

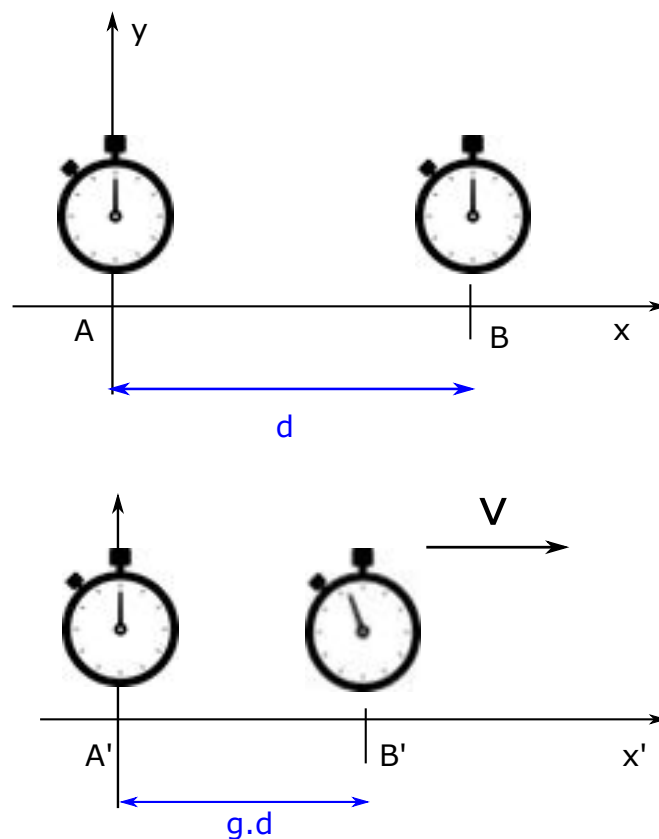


Figure 1.18 : Système d'horloges au repos et en mouvement

7.1 Système au repos

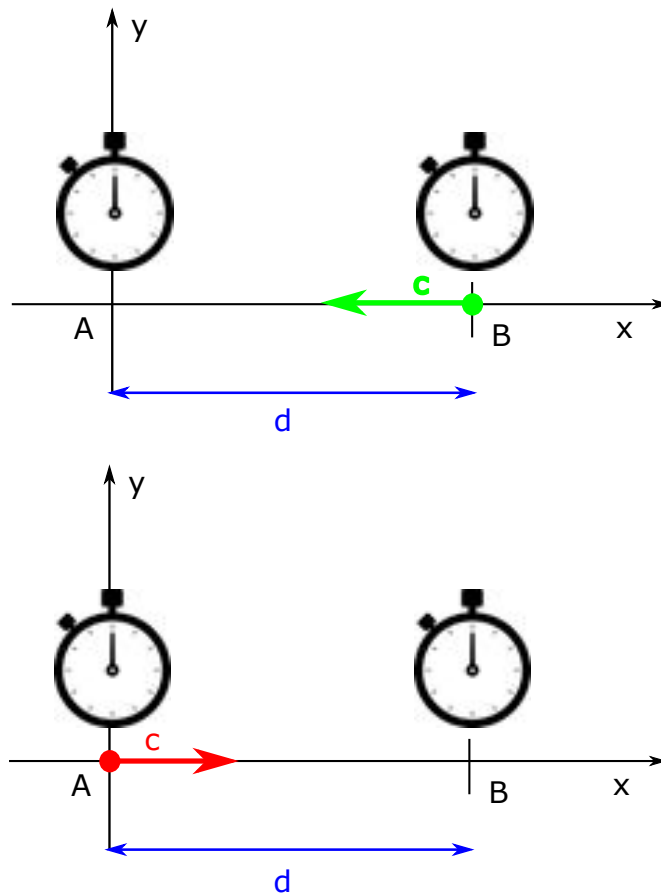


Figure 1.19 : Trajet aller-retour d'un signal dans le système d'horloge au repos

Dans le système au repos, on souhaite synchroniser l'horloge B à l'horloge A. B envoie un signal de vitesse c et déclenche un chronomètre.

* Au bout d'un temps égal à $t_a = d/c$, A reçoit le signal et réémet la date $t_a + d/c$

* Au bout d'un temps égal à $d/c + d/c = 2.d/c$, B reçoit l'horodate $t_a + d/c$ émis par A

B en déduit que A se situe à la moitié de $2.d$ soit d , ce qui lui permet de caler son horloge à $t_a + d/c - d/c = t_a$

=> B a donc synchronisé son heure sur l'heure de A, sans décalage horaire et déduit de son chronomètre qu'il est distant de A d'une distance égale à : d

7.2 Système en mouvement

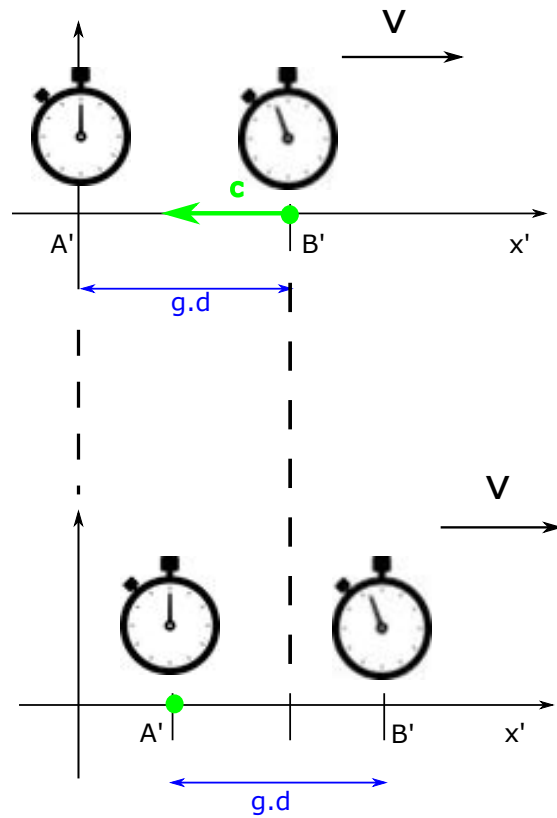


Figure 1.20 : Trajet aller-retour d'un signal dans le système d'horloge en mouvement : étape 1

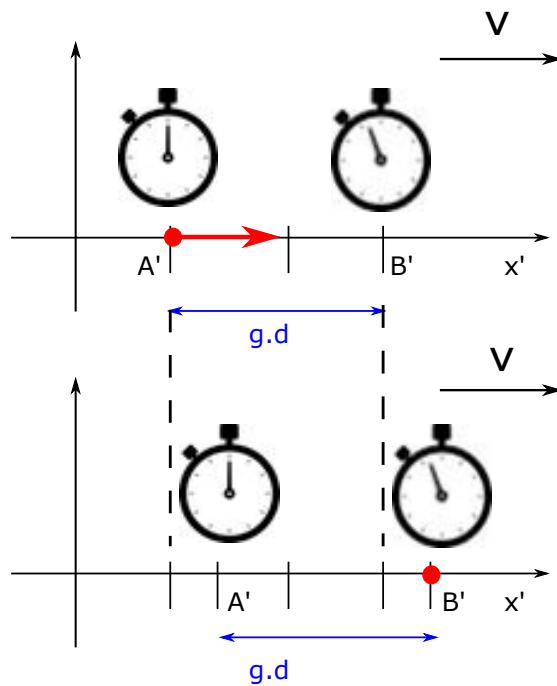


Figure 1.21 : Trajet aller-retour d'un signal dans le système d'horloge en mouvement : étape 2

Dans le système en mouvement, on souhaite synchroniser l'horloge B' à l'horloge A'. B' envoie un signal de vitesse c et déclenche un chronomètre.

* Temps nécessaire pour que le signal émis par B' parvienne à A' :

$$t'_{a'} = g \cdot t_{a'} = g^2 \cdot d / c \cdot (1 + \beta)$$

$$t'_{a'} = (1 - \beta) \cdot \frac{d}{c}$$

A' reçoit le signal et réémet la date $t'_{a'} + (1 - \beta) \cdot \frac{d}{c}$

* Temps de retour nécessaire pour que le signal émis par A' parvienne à B' :

$$t'_{b'} = \frac{d}{c} \cdot (1 - \beta) + \frac{d}{c} \cdot (1 + \beta)$$

$$t'_{b'} = 2 \cdot \frac{d}{c}$$

B' reçoit l'horodate $t'_{a'} + (1 - \beta) \cdot \frac{d}{c}$ émis par A'

=> B' en déduit que A' se situe à la moitié de $2 \cdot d$ soit d , ce qui lui permet de synchroniser son horloge sur la date :

$$t'_{a'} + (1 - \beta) \cdot \frac{d}{c} - \frac{1}{2} \left(\frac{2 \cdot d}{c} \right)$$

$$t'_{a'} - \beta \cdot \frac{d}{c}$$

L'horloge B' est synchronisée sur A' mais en décalage horaire d'une valeur de :

$$-\beta \cdot \frac{d}{c}$$

7.3 Horloge en mouvement du point de vue des horloges au repos

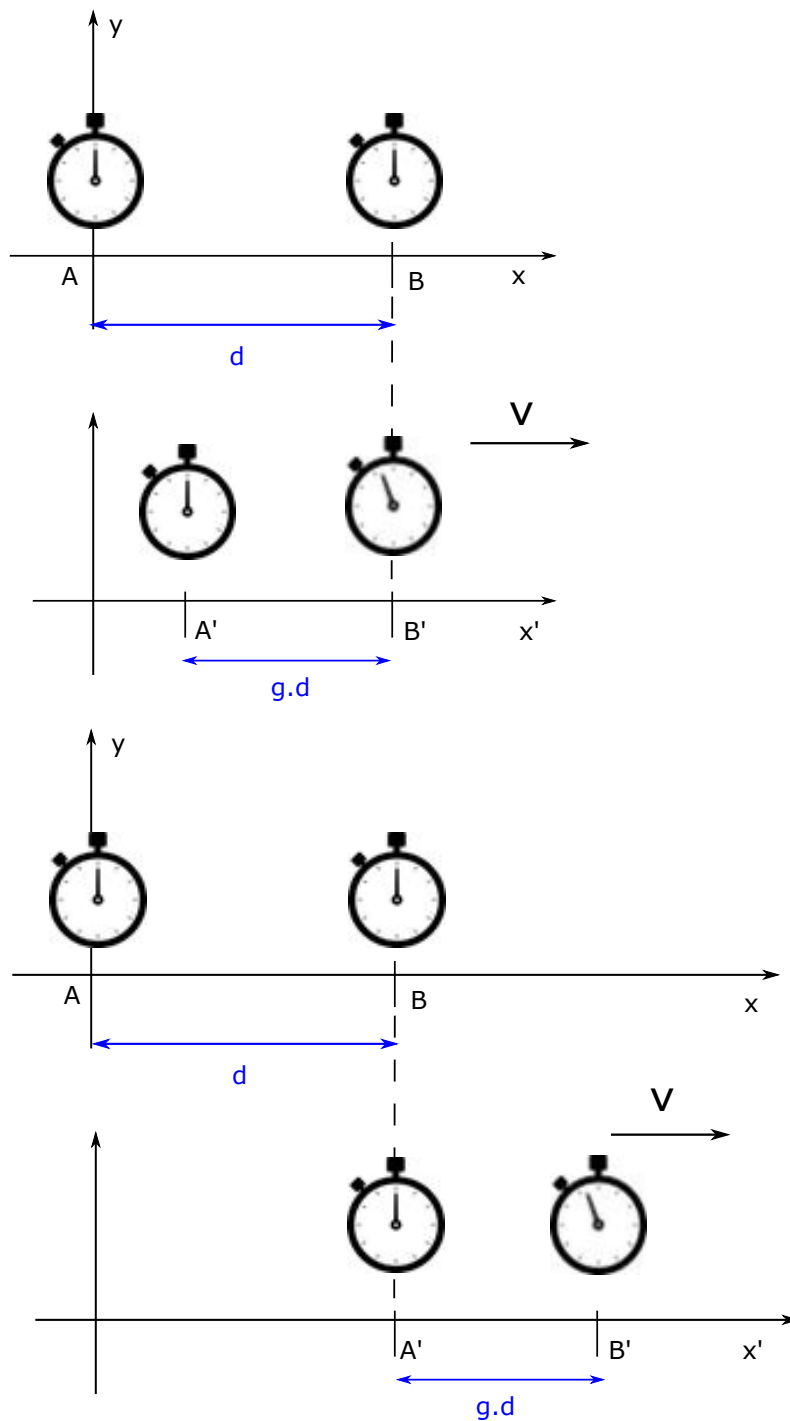


Figure 1.22 : durée et distance de parcours du point de vue des horloges au repos

Les temps de passage des deux horloges en mouvement au niveau de B indiquent que le système en mouvement s'est contracté de : $g.d$

7.4 Horloge au repos du point de vue des horloges en mouvement

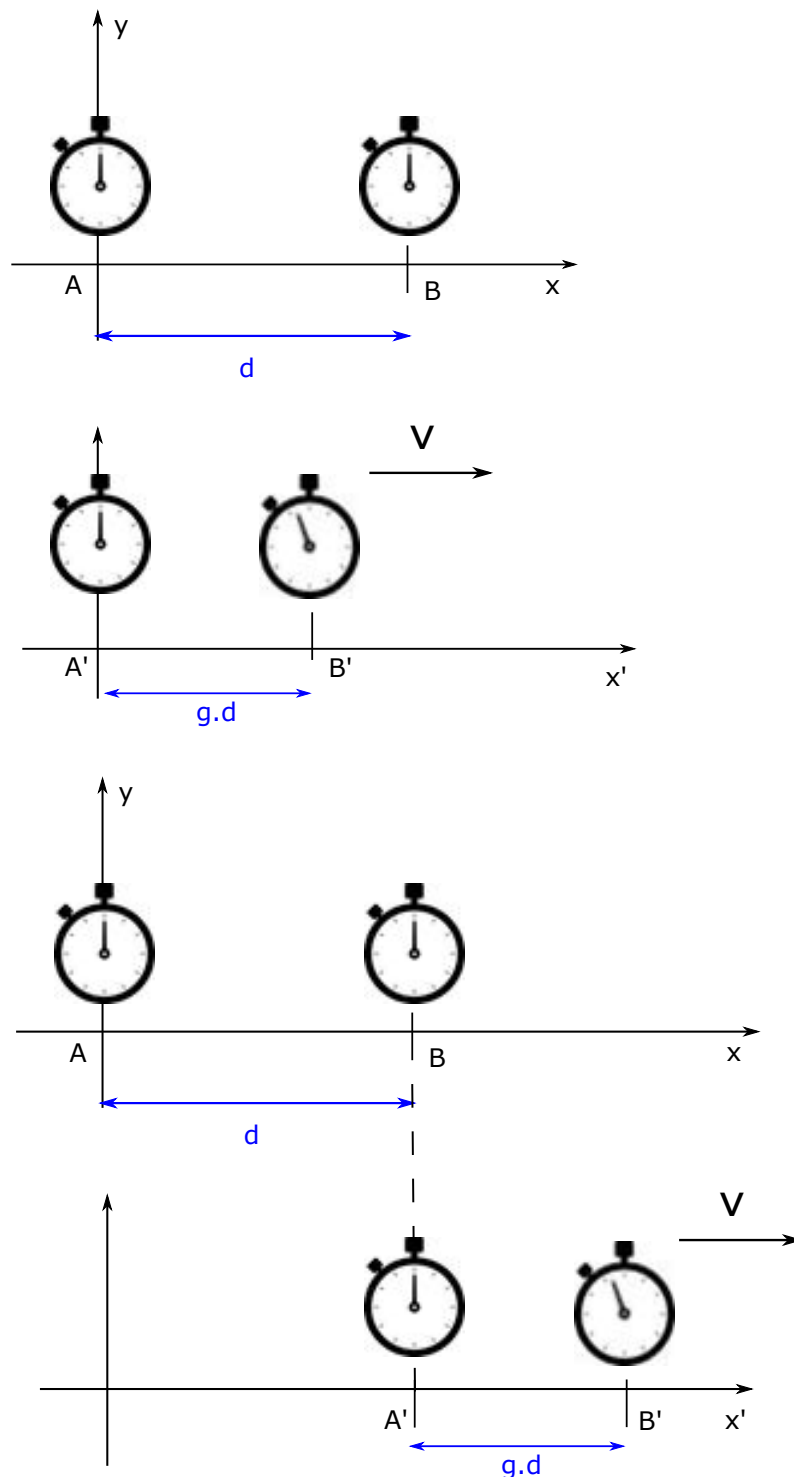


Figure 1.23 : durée et distance de parcours du point de vue des horloges en mouvement

Du point de vue des horloges en mouvement à la vitesse v , les horloges au repos sont perçues en mouvement d'éloignement à la vitesse v' avec $v' = v$

On a :

$$v = \frac{d}{t}$$

Ainsi que :

$$v' = \frac{d'}{t'}$$

Avec $v = v'$, on obtient :

$$\frac{d}{t} = \frac{d'}{t'}$$

$$\frac{d}{t} = \frac{d'}{g.t}$$

$$d' = g.d$$

Les temps de passage des deux horloges au repos du point de vue de A' indiquent que le système au repos s'est contracté de : $g.d$

7.5 Conclusion

* Lors de leur synchronisation, les distances mesurées entre les horloges au repos est de : d

* Lors de leur synchronisation, les distances mesurées entre les horloges en mouvement est de : d

Par ailleurs :

* Du point de vue des horloges au repos, les horloges en mouvement sont distantes de : $g.d$

* Du point de vue des horloges en mouvement, les horloges au repos sont en mouvement et distantes de : $g.d$

=> La relativité des observations est complète.

Chapitre 8

Discussion autour des paradoxes de la relativité restreinte

8.1 Le paradoxe du miroir

Le paradoxe du miroir imaginé par Albert Einstein consiste à se placer dans le cas où nous voyageons à une vitesse s'approchant de la lumière avec un miroir devant nous. Selon la théorie classique de l'additivité des vitesses de la mécanique galiléenne, le reflet du visage du voyageur va finir par disparaître puisque la vitesse relative $(c - v)$ de l'enveloppe du visage pour aller au miroir va tendre vers zéro, pour finalement être égale à zéro si l'observateur atteint la vitesse de la lumière.

Albert Einstein va montrer en quoi sa compréhension de la relativité répond à ce paradoxe, en postulant l'invariance de la vitesse de la lumière dans tous les référentiels, dont la conséquence est une contraction de l'espace et une dilatation du temps.

Selon notre interprétation, la situation correspond exactement à la situation présentée pour le bras longitudinal de l'interféromètre en mouvement.

$$\begin{aligned}\tau'_1 &= g \cdot \tau_1 = \frac{g^2 \cdot d}{1 - \beta} = d \cdot (1 + \beta) \\ \tau'_2 &= g \cdot \tau_2 = \frac{g^2 \cdot d}{1 + \beta} = d \cdot (1 - \beta) \\ \tau'_1 + \tau'_2 &= 2 \cdot d \\ t'_1 + t'_2 &= \frac{2 \cdot d}{c}\end{aligned}$$

Le temps d'aller-retour est constant quel que soit β , l'image du voyageur ne disparaît pas du miroir lorsque sa vitesse tend vers celle de la lumière.

8.2 Le paradoxe des jumeaux

Le paradoxe des jumeaux consiste à mettre deux jumeaux dans la situation suivante : l'un reste sur Terre, tandis que l'autre part dans l'espace et accélère jusqu'à une fraction non négligeable de la vitesse de la lumière. Puis il fait demi-tour et décélère pour retrouver son frère jumeau sur Terre. La question est de savoir si les jumeaux ont conservé le même âge ou si le jumeau ayant voyagé revient plus jeune que son jumeau resté sur Terre, puisque le temps est censé se dilater pour le voyageur ?

Selon notre compréhension des transformations de Lorentz, il n'y a pas de phénomène de dilatation du temps, mais plus trivialement de ralentissement des mécanismes à l'œuvre dans la matière en mouvement. Toute horloge comptera le temps sur la base de mécanismes plus lents, elle affichera donc à son retour un comptage de temps cumulé inférieur à l'horloge restée au repos.

Si l'on s'en tient à cette seule considération, alors le voyageur en mouvement vieillira naturellement moins vite, puisque ses rythmes biologiques ralentissent. Si l'on intègre la seconde conséquence des transformations de Lorentz indiquant que la matière se contracte en même temps que ses mécanismes ralentissent, alors la situation devient plus difficile à trancher. En effet, si les mécanismes biologiques ralentissent en même temps que le corps se rapetisse, qu'en est-il du vieillissement? Selon les transformations de Lorentz, la matière ne se contracte pas de façon isotrope, tandis que le phénomène de ralentissement des mécanismes est indépendant de toute orientation du phénomène périodique considéré, si bien que la situation reste en partie ambiguë.

Si la contraction due au mouvement était isotrope, nous pourrions envisager que les jumeaux vieillissent de façon identique. Sans aucune contraction, nous pourrions envisager que le jumeau voyageur a vieilli moins vite. Dans le cas intermédiaire présent, nous pencherons pour l'hypothèse d'un jumeau voyageur ayant tout de même vieilli moins vite que son jumeau resté sur Terre.

Chapitre 9

Etude classique de l'effet Doppler

9.1 Rappels sur l'effet Doppler standard

L'effet Doppler consiste en la modification d'une fréquence lorsque l'émetteur est en mouvement (effet Doppler absolu), ou encore en la perception d'un signal modifié en fréquence lorsque l'émetteur ou le récepteur sont en mouvement l'un par rapport à l'autre (effet Doppler relatif). Dans un premier temps nous étudions le cas non relativiste qui concerne les ondes non électromagnétiques, comme par exemple les ondes acoustiques. Nous utiliserons ensuite les équations de Lorentz pour passer à l'effet Doppler relativiste.

Pour la suite du chapitre, nous utiliserons les notations suivantes :

- * λ : longueur de l'onde de l'émetteur au repos
- * λ_{av} : longueur de l'onde avant de l'émetteur
- * λ_{ar} : longueur de l'onde arrière de l'émetteur
- * λ_r : longueur de l'onde telle que perçue par le récepteur

9.1.1 L'émetteur et le récepteur sont au repos

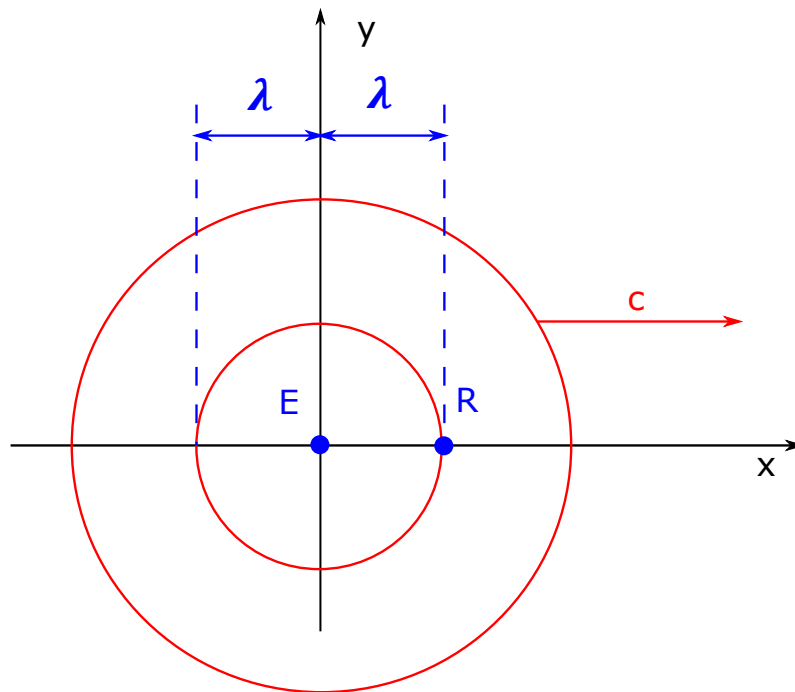


Figure 1.24 : L'émetteur et le récepteur sont immobiles

Le signal périodique de fréquence f et de longueur d'onde c/f parcourt la distance $2.c/f$ pour atteindre le récepteur. Le front suivant est à la distance c/f , évoluant à la même vitesse c :

$$f_{rec} = f_{em} = \frac{c}{\lambda}$$

$$\lambda_{av} = \lambda_{ar} = \lambda$$

$$\lambda_r = \lambda$$

9.1.2 L'émetteur est en mouvement de rapprochement (d'éloignement), le récepteur au repos

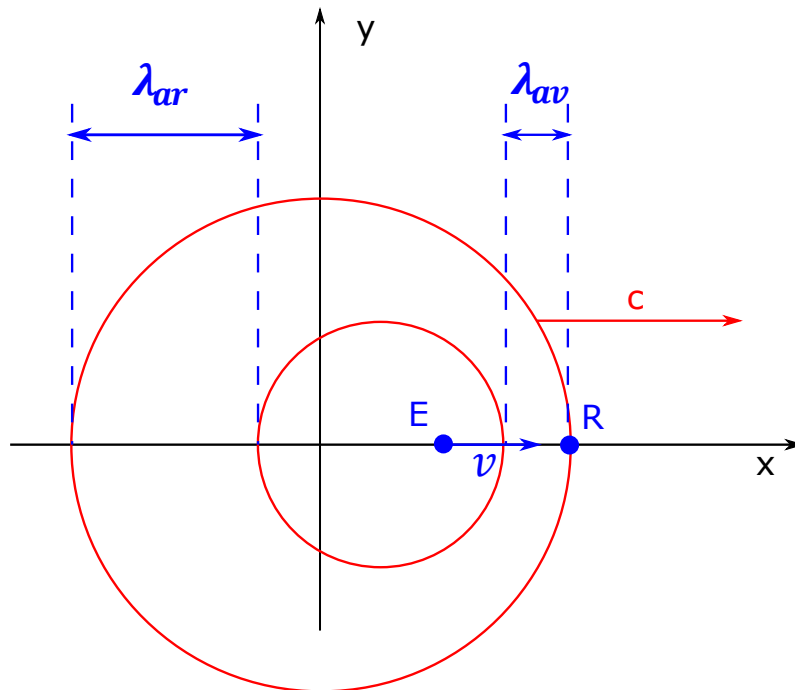


Figure 1.25 : L'émetteur est en mouvement (éloignement ou rapprochement) par rapport au récepteur

Le signal périodique de fréquence f et de longueur d'onde c/f parcourt la distance $2.c/f$ pour atteindre le récepteur. Le front suivant est à la distance $(c + v)/f$, évoluant à la même vitesse c :

$$\lambda_{av} = \frac{2.c}{f_{em}} - \frac{c + v}{f_{em}} = \frac{c - v}{f_{em}}$$

Par ailleurs :

$$f_{em} = \frac{c}{\lambda}$$

Ce qui donne :

$$\lambda_{av} = \lambda.(1 - \beta)$$

$$\lambda_r = \lambda_{av}$$

Selon un raisonnement similaire, nous trouverons pour l'onde arrière que :

$$\lambda_{ar} = \lambda.(1 + \beta)$$

$$\lambda_r = \lambda_{ar}$$

9.1.3 L'émetteur est en mouvement, le récepteur en mouvement associé sur l'axe transversal

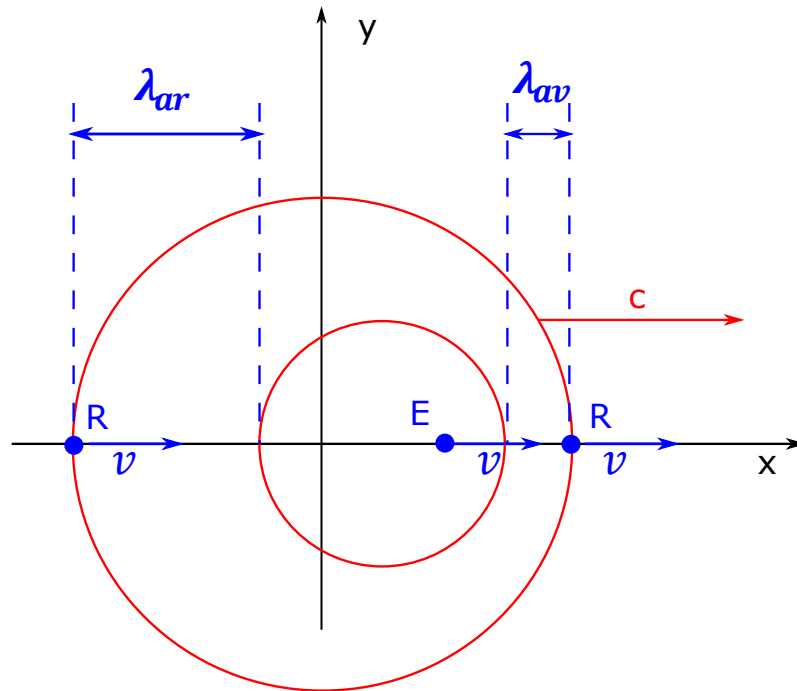


Figure 1.26 :

L'émetteur et le récepteur sont animés du même mouvement, le récepteur est sur l'axe du mouvement

L'effet Doppler dû au mouvement de l'émetteur est compensé par le mouvement du récepteur si l'on s'intéresse à la fréquence perçue par le récepteur.

$$\lambda_r = \lambda$$

En revanche, la longueur d'onde de l'émetteur est réellement modifiée par l'effet Doppler selon les valeurs suivantes :

$$\lambda_{av} = \lambda \cdot (1 - \beta)$$

$$\lambda_{ar} = \lambda \cdot (1 + \beta)$$

9.1.4 L'émetteur est au repos, le récepteur en mouvement d'éloignement

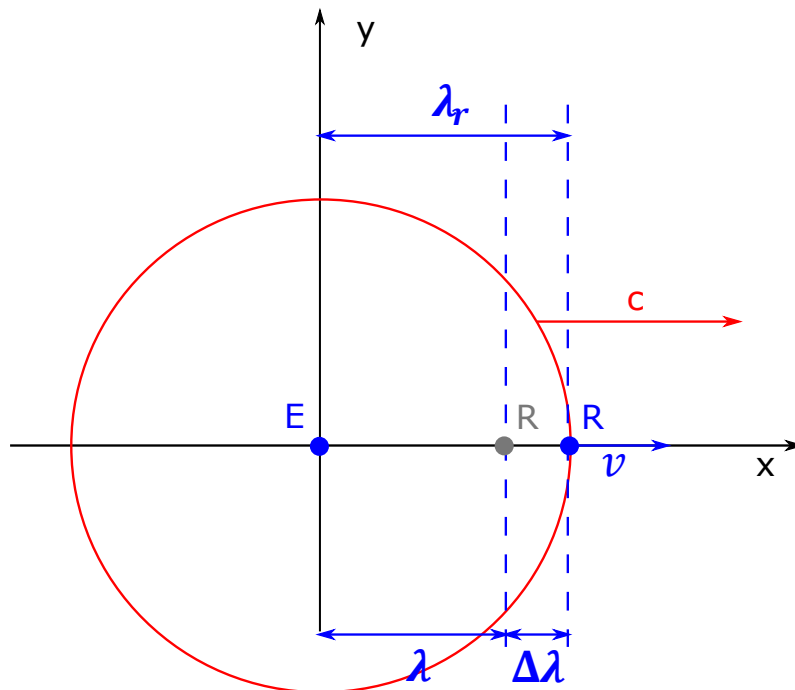


Figure 1.27 : Le récepteur s'éloigne de l'émetteur qui est immobile

Le récepteur en mouvement à la vitesse v parcourt la distance $\Delta\lambda$ tandis que le premier front d'onde avance à la vitesse c .

Le temps de parcours de la distance $\Delta\lambda$ équivaut au temps pour parcourir λ à la vitesse $(c - v)$

$$\Delta.t = \frac{\lambda}{c - v}$$

Ce qui donne pour $\Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda = v.\Delta.t = \lambda.\frac{v}{c - v}$$

La longueur d'onde arrière perçue par le récepteur vaut donc :

$$\lambda_r = \lambda + \Delta\lambda = \lambda\left(\frac{c - v + v}{c - v}\right) = \lambda.\frac{c}{c - v}$$

$$\lambda_r = \frac{\lambda}{1 - \beta}$$

L'émetteur étant immobile, on a par ailleurs :

$$\lambda_{av} = \lambda_{ar} = \lambda$$

9.1.5 L'émetteur est au repos, le récepteur en mouvement de rapprochement

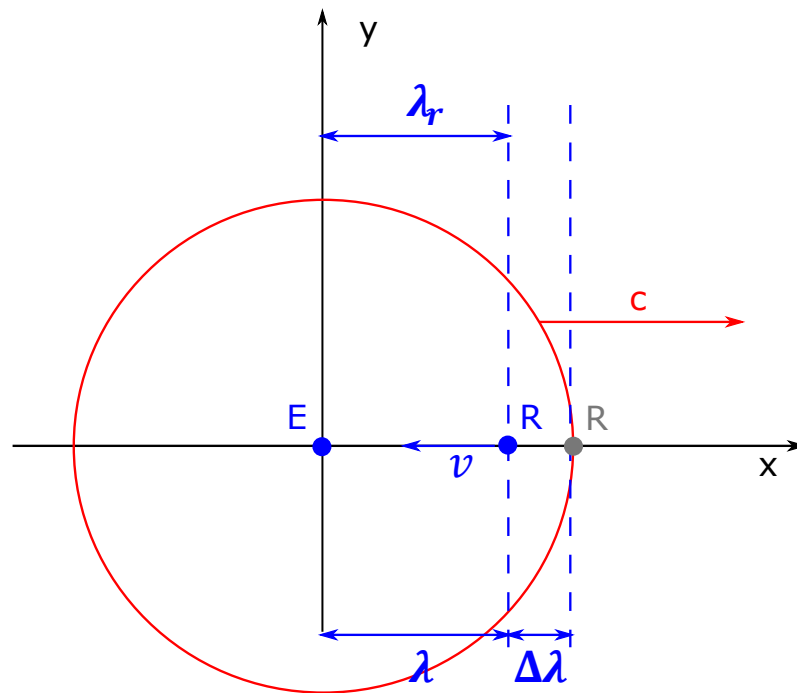


Figure 1.28 : Le récepteur se rapproche de l'émetteur qui est immobile

Le récepteur en mouvement à la vitesse v parcourt la distance $\Delta\lambda$ tandis que le premier front d'onde avance à la vitesse c .

Le temps de parcours de la distance $\Delta\lambda$ équivaut au temps pour parcourir λ à la vitesse $(c + v)$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{c + v}$$

Ce qui donne pour $\Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda = v \cdot \Delta t = \lambda \cdot \frac{v}{c + v}$$

La longueur d'onde avant perçue par le récepteur vaut donc :

$$\lambda_r = \lambda - \Delta\lambda = \lambda \left(\frac{c + v - v}{c + v} \right) = \lambda \cdot \frac{c}{c + v}$$

$$\lambda_r = \frac{\lambda}{1 + \beta}$$

L'émetteur étant immobile, on a par ailleurs :

$$\lambda_{av} = \lambda_{ar} = \lambda$$

9.1.6 L'émetteur et le récepteur sont de mouvements différents, le récepteur est sur l'axe du mouvement

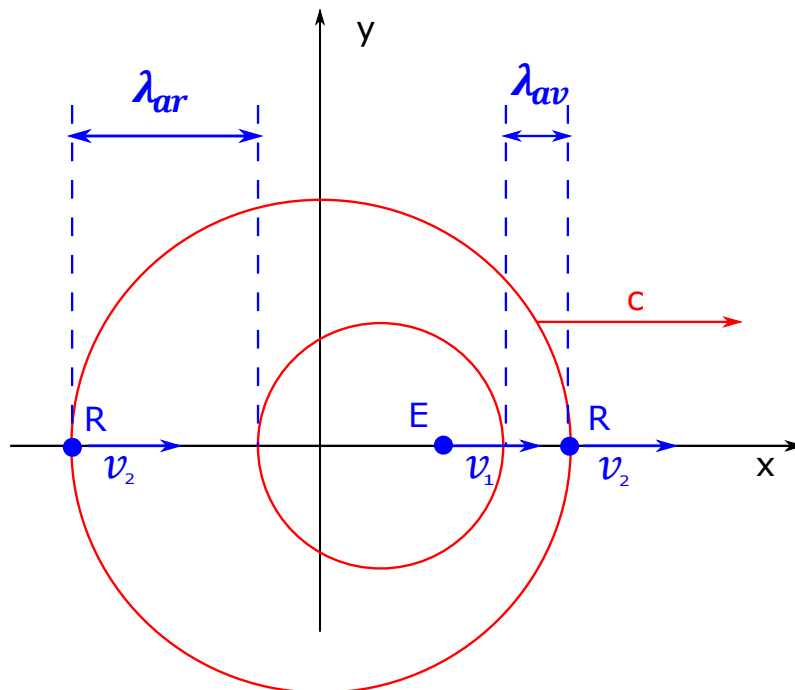


Figure 1.29 : L'émetteur et le récepteur sont de mouvements différents, le récepteur est sur l'axe du mouvement

Dans ce cas, il nous faut tenir compte de l'effet Doppler absolu sur la fréquence émise, et de l'effet Doppler relatif au niveau de la fréquence perçue par le récepteur

En vertu de l'effet Doppler absolu, la longueur de l'onde arrière émise par le récepteur est :

$$\lambda_{ar} = \lambda \cdot (1 + \beta_1)$$

En vertu de l'effet Doppler relatif combiné à l'effet Doppler absolu, la longueur de l'onde perçue par le récepteur en mouvement de rapprochement est donc :

$$\lambda_r = \lambda \cdot \frac{1 + \beta_1}{1 + \beta_2}$$

Selon un raisonnement similaire, la longueur de l'onde avant est :

$$\lambda_{av} = \lambda \cdot (1 - \beta_1)$$

La longueur de l'onde perçue par le récepteur avant en mouvement d'éloignement est donc :

$$\lambda_r = \lambda \cdot \frac{1 - \beta_1}{1 - \beta_2}$$

Remarque : Si l'émetteur et le récepteur ont des vitesses égales, soit $\beta_1 = \beta_2$, alors nous retrouvons : $\lambda_r = \lambda$

9.1.7 L'émetteur est en mouvement, le récepteur en mouvement associé sur l'axe longitudinal

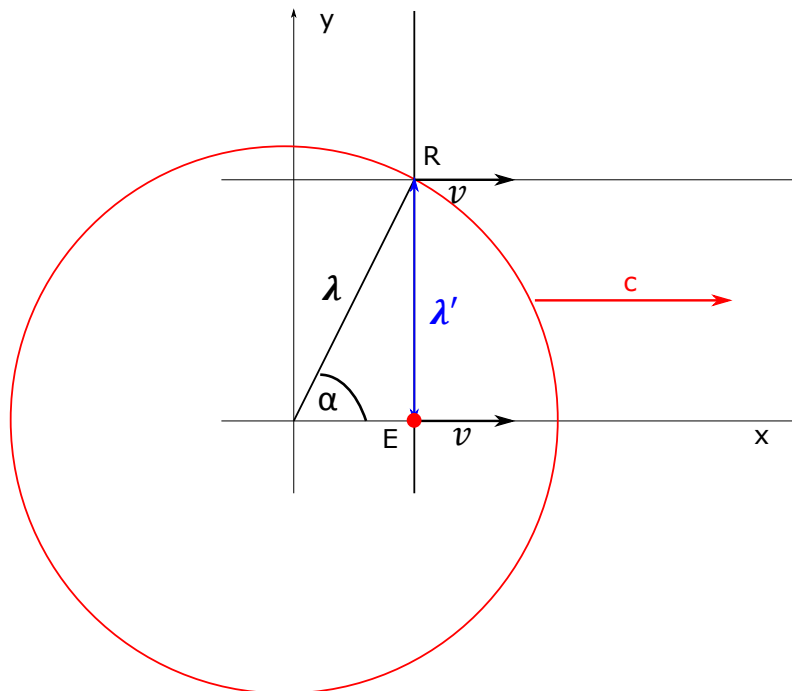


Figure 1.30 : L'émetteur et le récepteur sont animés du même mouvement, le récepteur est sur l'axe transversal passant par l'émetteur

A la deuxième émission de l'émetteur de fréquence $f = \frac{c}{\lambda}$, on obtient la situation trigonométrique suivante :

$$\sin \alpha = \frac{\lambda'}{\lambda}$$

Par ailleurs :

$$\cos \alpha = \frac{v}{c} = \beta$$

$$\sin \alpha = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha} = \sqrt{1 - \beta^2} = g$$

Soit :

$$\lambda' = g \cdot \lambda$$

Concernant la fréquence perçue par le récepteur, son mouvement identique à l'émetteur implique une compensation de l'effet Doppler : $\lambda_r = \lambda$

9.2 L'effet Doppler relativiste

Nous considérons que la deuxième équation de Lorentz relative aux durées respectives mesurées dans un référentiel au repos et en mouvement exprime le ralentissement des mécanismes au sein de la matière lorsqu'elle est en mouvement.

9.2.1 Cas de l'émetteur en mouvement et du récepteur au repos

Si l'on s'intéresse à un émetteur d'onde électromagnétique, nous postulons que celui-ci émet sur une fréquence ralentie du facteur de Lorentz $f' = g \cdot f$, ce qui revient à dire que la longueur de l'onde émise est égale à :

$$\lambda' = \frac{\lambda}{g}$$

Les équations de l'effet Doppler doivent donc être reprises telles qu'on les a trouvées dans le cas de l'effet Doppler classique, à ceci près que la fréquence de l'émetteur en mouvement a diminué d'un facteur g . On obtient pour l'effet Doppler relativiste les formules suivantes :

Pour l'onde arrière :

$$f_{ar} = \frac{g \cdot f}{1 + \beta} = f \cdot \frac{\sqrt{(1 - \beta) \cdot (1 + \beta)}}{\sqrt{(1 + \beta)^2}} = f \cdot \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

$$\lambda_{ar} = \frac{\lambda}{g} \cdot (1 + \beta) = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

Le récepteur étant au repos, la longueur de l'onde perçue est égale à la longueur de l'onde émise :

$$\lambda_r = \lambda_{ar}$$

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

Pour l'onde avant :

$$f_{av} = \frac{g \cdot f}{1 - \beta} = f \cdot \frac{\sqrt{(1 - \beta) \cdot (1 + \beta)}}{\sqrt{(1 - \beta)^2}} = f \cdot \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

$$\lambda_{av} = \frac{\lambda}{g} \cdot (1 - \beta) = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

Le récepteur étant au repos, la longueur de l'onde perçue est égale à la longueur de l'onde émise :

$$\lambda_r = \lambda_{av}$$

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

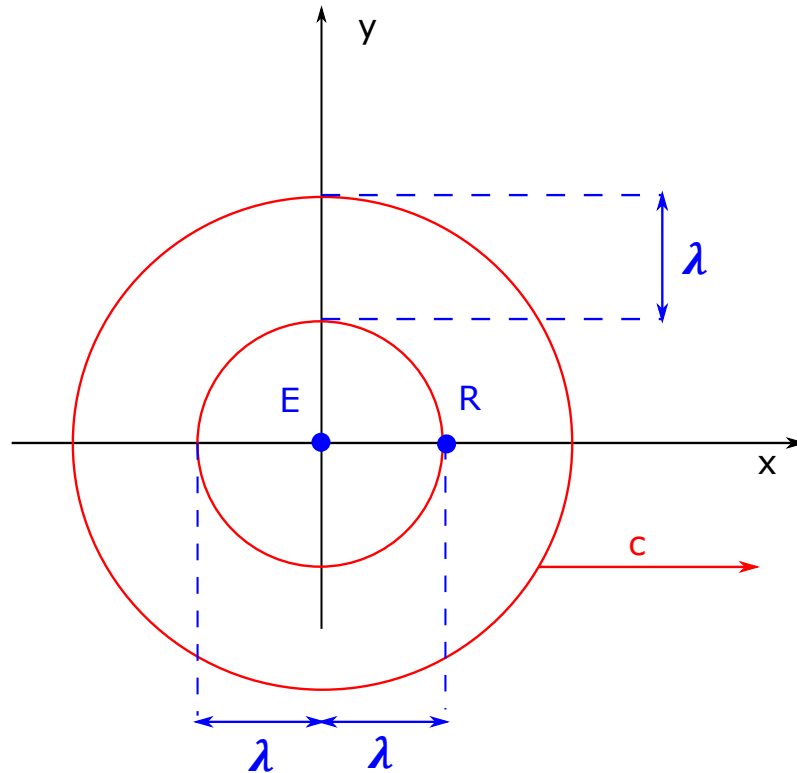


Figure 1.31 : Emetteur au repos

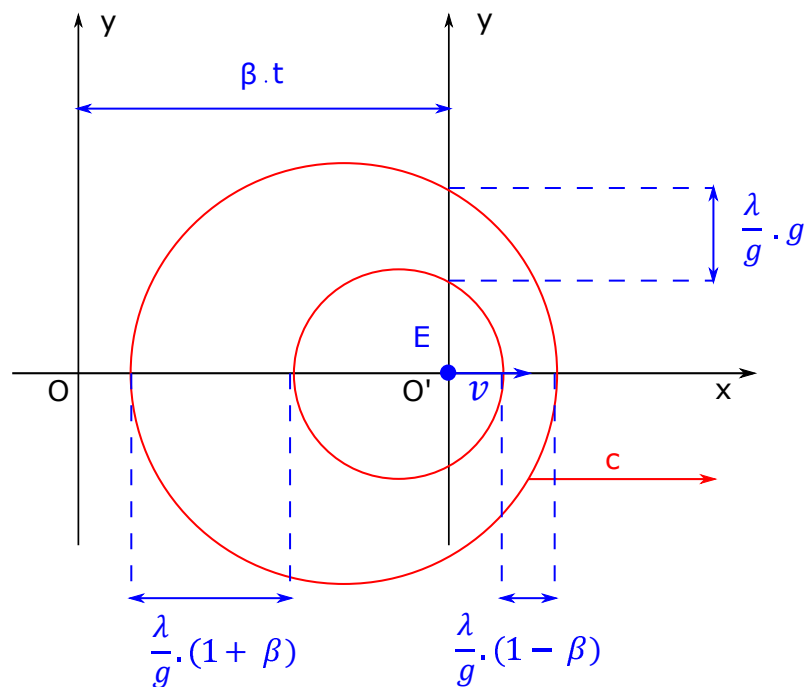


Figure 1.32 : Emetteur en mouvement

Remarques :

- De façon surprenante et en vertu de l'effet Doppler classique combiné à l'effet relativiste, la longueur de l'onde sur l'axe transversal passant par l'émetteur est égale

à :

$$\frac{\lambda}{g} \cdot g = \lambda$$

- L'effet Doppler relatif n'est pas l'effet Doppler relativiste. Par effet Doppler relatif, nous entendons la modification de la longueur d'onde perçue par un récepteur en mouvement alors que l'émetteur est au repos, par exemple. Nous pensons aussi à la constance de la fréquence perçue par un récepteur de même mouvement que l'émetteur alors que la fréquence est, en réalité, modifiée en raison du mouvement de l'émetteur. Quant à l'effet Doppler relativiste, il renvoie à l'effet Doppler dans le contexte d'une onde électromagnétique de vitesse c , et à l'influence de la vitesse de l'émetteur sur les longueurs et les périodes d'ondes émises. Bien que s'agissant de deux phénomènes distincts, ils peuvent néanmoins se combiner.

9.2.2 Cas de l'émetteur au repos et du récepteur en mouvement

Nous postulons qu'un récepteur d'onde électromagnétique en mouvement voit ses mécanismes internes ralentis. Lorsqu'il est en mouvement et qu'il reçoit un signal de fréquence f tout se passe, du point de vue de la mesure, comme si il recevait un signal de fréquence $g \cdot f$ en étant immobile. Les équations de l'effet Doppler doivent donc être reprises telles qu'on les a trouvées dans le cas de l'effet Doppler classique, en intégrant cette correction :

Lorsque le récepteur est en mouvement d'éloignement :

$$g \cdot f_r = f \cdot (1 - \beta)$$

$$f_r = f \cdot \frac{\sqrt{(1 - \beta)^2}}{\sqrt{(1 - \beta) \cdot (1 + \beta)}}$$

Par définition : $\lambda = c/f$ et $\lambda_r = c/f_r$

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

Lorsque le récepteur est en mouvement de rapprochement :

$$g \cdot f_r = f \cdot (1 + \beta)$$

$$f_r = f \cdot \frac{\sqrt{(1 + \beta)^2}}{\sqrt{(1 - \beta) \cdot (1 + \beta)}}$$

Par définition : $\lambda = c/f$ et $\lambda_r = c/f_r$

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

L'émetteur étant au repos, on a par ailleurs :

$$\lambda_{av} = \lambda_{ar} = \lambda$$

9.2.3 Interprétation physique de l'effet Doppler relativiste

D'une part :

- La longueur d'onde mesurée par le récepteur en mouvement de rapprochement, tandis que l'émetteur est immobile, est égale à la longueur d'onde mesurée par le récepteur immobile lorsque l'émetteur est en rapprochement

D'autre part :

- La longueur d'onde mesurée par le récepteur en mouvement d'éloignement, lorsque que l'émetteur est immobile, est égale à la longueur d'onde mesurée par le récepteur immobile lorsque l'émetteur est en éloignement

=> Il y a réciprocity complète des points de vue de l'observateur, que celui-ci soit en mouvement et la source immobile ou que celui-ci soit immobile et la source en mouvement

=> En revanche, il n'y a pas d'équivalence des effets puisque dans un cas, la fréquence de l'émetteur est affectée d'un facteur g (émetteur en mouvement) tandis que dans l'autre cas la fréquence de l'émetteur reste constante (émetteur au repos). L'entrée en jeu d'un deuxième récepteur permettrait d'ailleurs de mettre en évidence cette fausse symétrie entre les deux cas. Inversement, les caractéristiques du récepteur ne sont pas affectées dans un cas, mais affectées dans l'autre, de la même façon l'entrée en jeu d'un deuxième émetteur mettrait également en évidence la fausse symétrie des deux cas.

9.2.4 Discussion

La théorie de la relativité restreinte d'Albert Einstein appliquée à l'effet Doppler fournit les mêmes résultats que les développements présentés ici. L'effet Doppler relativiste classique fait donc le même constat d'équivalence complète des points de vue des observateurs.

En revanche, l'explication fournie par la relativité restreinte invoque une « dilatation du temps », auquel on associe le facteur g . La démonstration présente considère que l'apparition du facteur g dans les équations ne renvoie pas à une « dilatation du temps » mais plus trivialement à un ralentissement des mécanismes au sein de la matière. Parmi ces mécanismes, nous pouvons citer la fréquence de l'électron.

Si l'on admet que la fréquence de l'électron est affectée du facteur g lorsque celui-ci est en mouvement, alors on peut concevoir que le rayonnement électromagnétique associé à cet électron puisse être proportionnellement affecté de ce même facteur g .

Pour prendre un exemple, une antenne radio émettant à 10 GHz devrait, selon nous, émettre à une fréquence inférieure si elle se déplaçait à 30 km/s, soit une vitesse normalisée $\beta = 10^{-4}$.

La fréquence émise passe de f à f' selon l'équation :

$$f' = g \cdot f$$

$$f' = g.f = \sqrt{1 - (10^{-4})^2}.10^{10}$$

$$f - f' \approx 50 \text{ Hz}$$

Lorsque l'émetteur s'éloigne du récepteur, on a pour la fréquence reçue par l'émetteur :

$$f_r = f_{ar} = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

$$f_r = f_{ar} = 10^{10} \cdot \sqrt{\frac{1 - 10^{-4}}{1 + 10^{-4}}}$$

$$f_r \approx 9.998000250 \text{ GHz}$$

Lorsque l'émetteur s'approche du récepteur, on a pour la fréquence reçue par le récepteur :

$$f_r = f_{av} = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

$$f_r = f_{ar} = 10^{10} \cdot \sqrt{\frac{1 + 10^{-4}}{1 - 10^{-4}}}$$

$$f_r \approx 10.002000250 \text{ GHz}$$

De la même façon, si c'est le récepteur que l'on anime de cette même vitesse tandis que l'émetteur est au repos, on obtiendra les mêmes variations de fréquence.

Ce type d'expérience prête néanmoins à caution, puisque la mise en situation de repos reste approximative. Il s'agit plutôt d'un repos relatif de l'émetteur en comparaison de sa mise en mouvement ultérieure. On pourra l'estimer dans un référentiel inertiel élargi, mais jamais de façon absolue. Nous ne pouvons en effet pas connaître la situation réelle des objets c'est-à-dire, selon notre propos, leur situation (position, vitesse, trajectoire) rapportée à un référentiel fixe dans le milieu d'onde, par définition inaccessible. Si l'on désirait tenir compte des mouvements de l'émetteur et du récepteur pour évaluer l'effet Doppler relativiste et distinguer ses aspects relatifs et absolus, il faudrait mener une étude à part entière dont nous avons initié les bases dans l'annexe sur **L'effet Doppler relativiste lorsque l'émetteur et le récepteur sont en mouvement**.

Chapitre 10

Etude numérique de l'effet Doppler relativiste

10.1 Référentiel

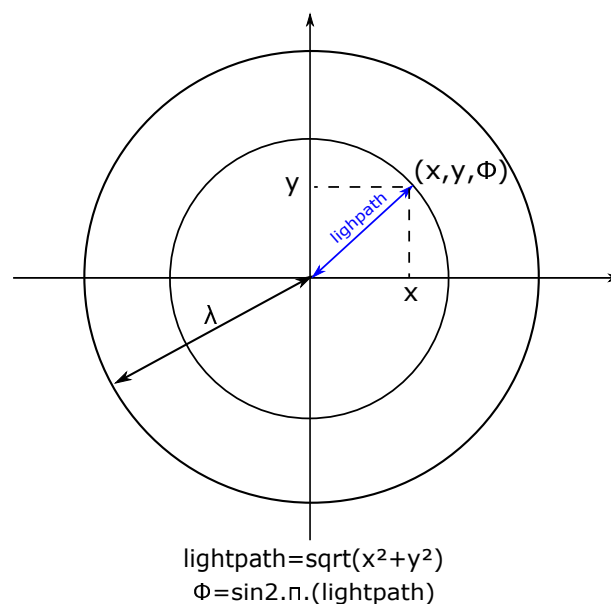


Figure 1.33 : Unité des longueurs et des durées : longueur et période de l'onde

* Unité des longueurs : longueur de l'onde λ

* Unité des durées : période de l'onde T

* La longueur d'onde et la période d'onde sont liés, pour une onde électromagnétique, par la relation :

$$\lambda = c.T$$

* $lightpath$: Durée du trajet d'un signal depuis la source d'émission jusqu'au point de coordonnées (x, y)

$$lightpath = \sqrt{x^2 + y^2}$$

* ϕ : Phase du signal au point de coordonnées (x, y)

$$\phi = \sin 2.\pi.(lightpath)$$

10.2 Onde concentrique divergente

Pour l'émetteur au repos, la phase du signal en (x, y) est donnée par :

$$\phi = \sin 2\pi \cdot (\text{lightpath} - \tau)$$

Pour l'émetteur en mouvement, la phase du signal en (x', y') est donnée par :

$$\phi' = \sin 2\pi \cdot (\text{lightpath} - \tau')$$

Avec :

$$x' = g \cdot x + \beta \cdot \tau$$

$$\tau' = g \cdot \tau - \beta \cdot x$$

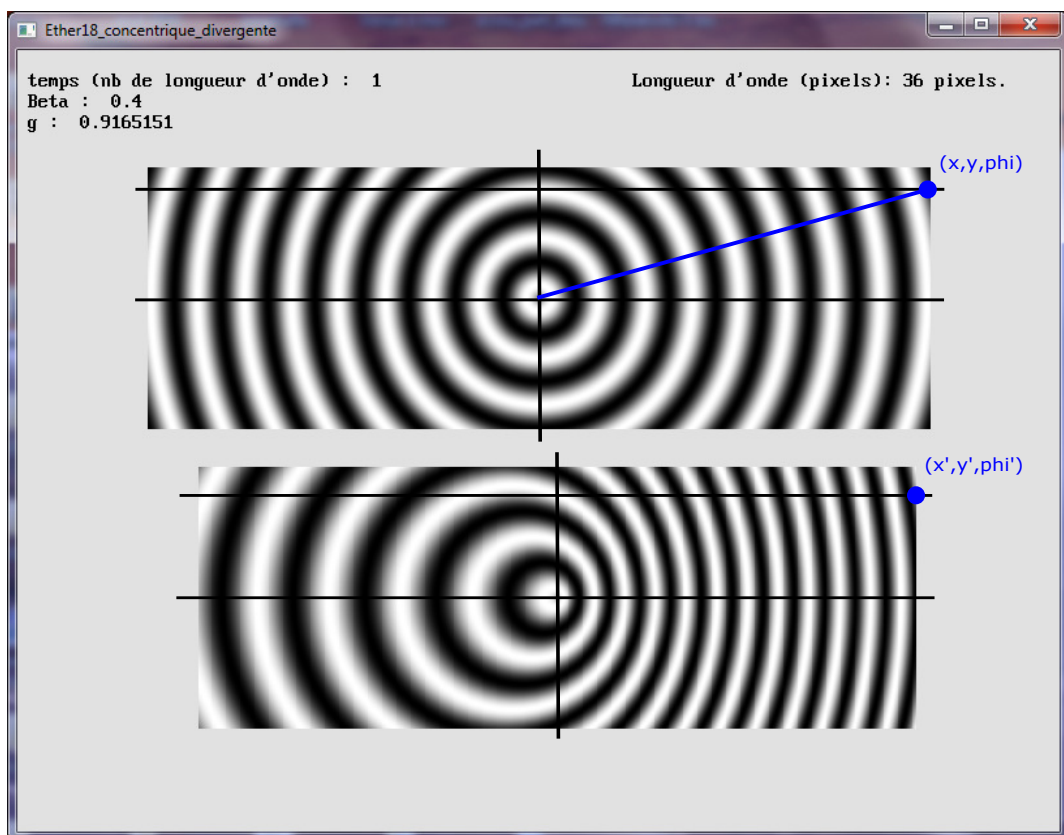


Figure 1.34 : Onde concentrique divergente au repos et en mouvement

10.3 Onde concentrique convergente

Pour l'émetteur au repos, la phase du signal en (x, y) est donnée par :

$$\phi = \sin 2\pi \cdot (\text{lightpath} + \tau)$$

Pour l'émetteur en mouvement, la phase du signal en (x', y') est donnée par :

$$\phi' = \sin 2\pi \cdot (\text{lightpath} + \tau')$$

Avec :

$$x' = g.x + \beta.\tau$$

$$\tau' = g.\tau - \beta.x$$

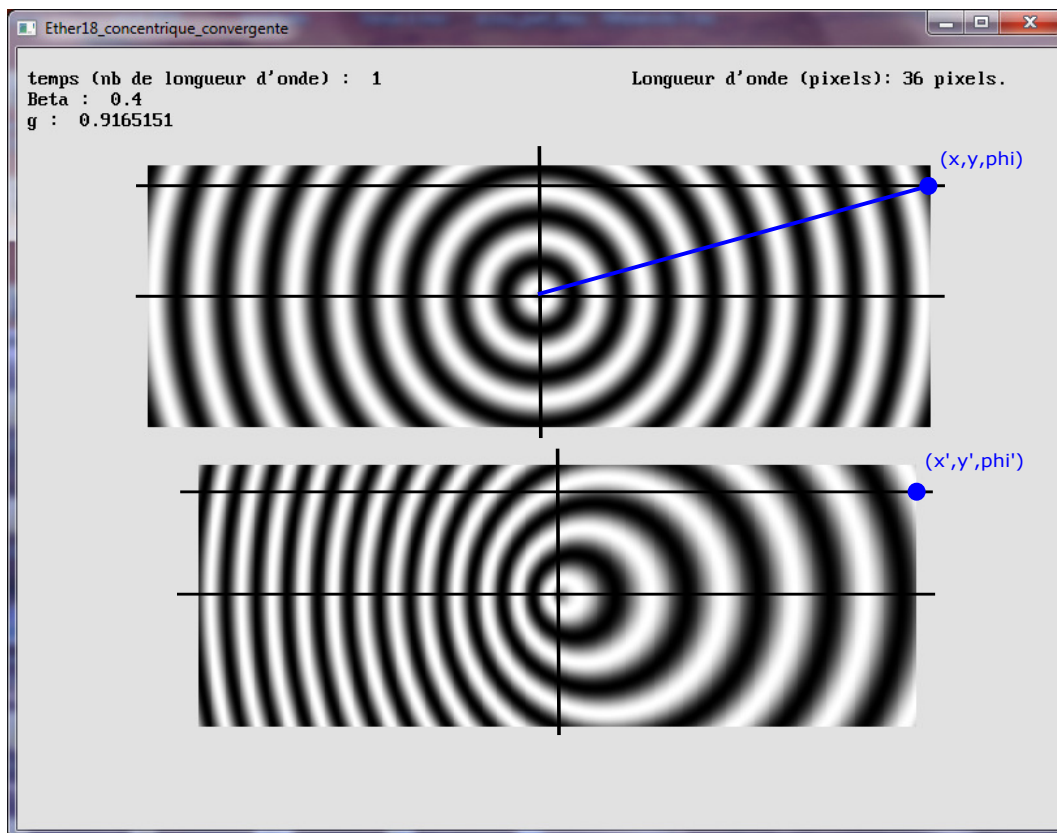


Figure 1.35 : Onde concentrique convergente au repos et en mouvement

10.4 Onde concentrique stationnaire

Pour l'émetteur au repos, la phase du signal en (x, y) est donnée par :

$$\phi = \sin 2.\pi.(lightpath - \tau) + \sin 2.\pi.(lightpath + \tau)$$

Pour l'émetteur en mouvement, la phase du signal en (x, y) est donnée par :

$$\phi' = \sin 2.\pi.(lightpath - \tau') + \sin 2.\pi.(lightpath + \tau')$$

Avec :

$$x' = g.x + \beta.\tau$$

$$\tau' = g.\tau - \beta.x$$

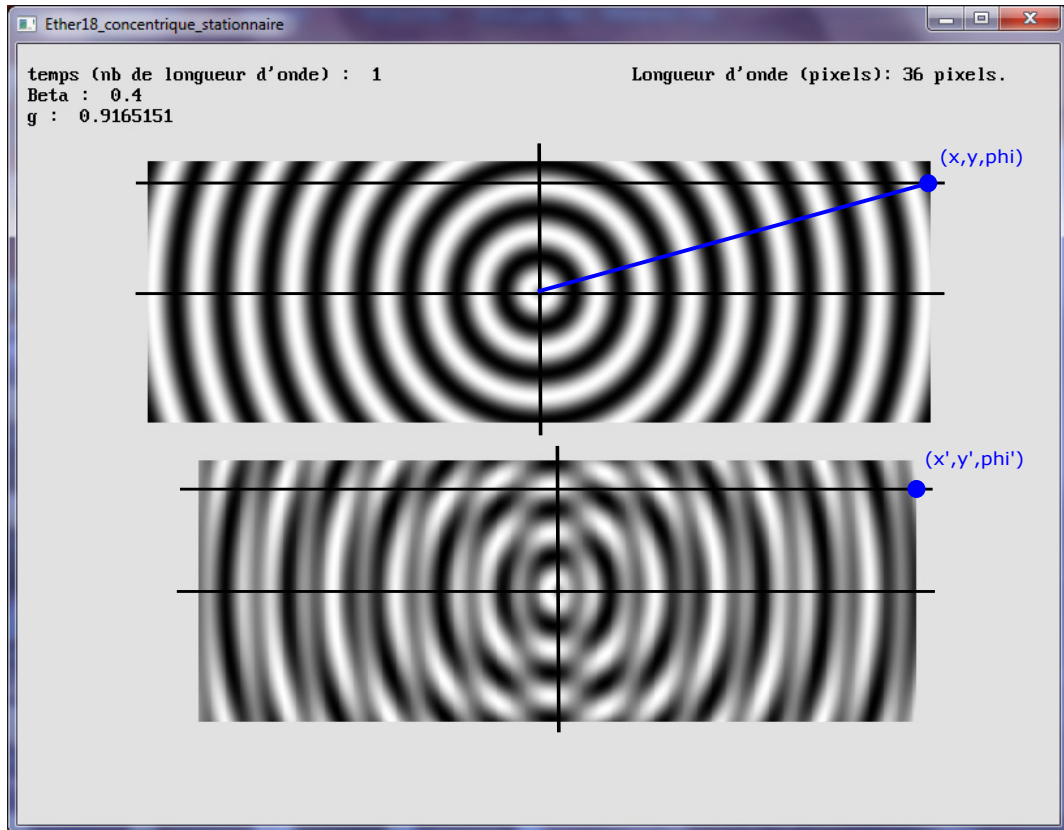


Figure 1.36 : Onde concentrique stationnaire au repos et en mouvement (combinaison d'une onde convergente et divergente)

10.5 L'onde de Lafrénière : un modèle pour l'électron

10.5.1 Amplitude

Nous passons du modèle des ondes concentriques stationnaires à l'onde de Lafrénière en modulant l'amplitude selon la fonction :

$$\frac{\sin x}{x}$$

Pour l'électron au repos :

$$\phi = \frac{\sin 2\pi \cdot (\text{lightpath} - \tau)}{2 * \pi * \text{lightpath}} + \frac{\sin 2\pi \cdot (\text{lightpath} + \tau)}{2 * \pi * \text{lightpath}}$$

Pour l'émetteur en mouvement :

$$\phi' = \frac{\sin 2\pi \cdot (\text{lightpath} - \tau')}{2 * \pi * \text{lightpath}} + \frac{\sin 2\pi \cdot (\text{lightpath} + \tau')}{2 * \pi * \text{lightpath}}$$

Avec :

$$x' = g \cdot x + \beta \cdot \tau$$

$$\tau' = g \cdot \tau - \beta \cdot x$$

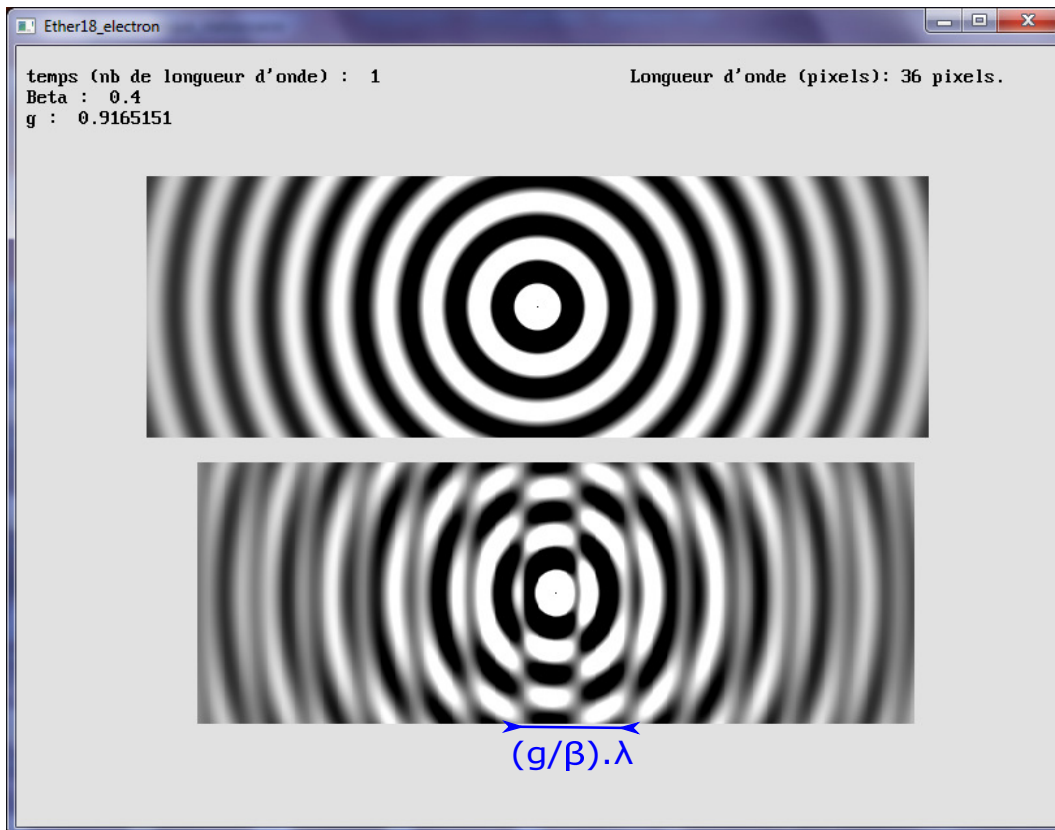


Figure 1.37 : Onde concentrique stationnaire au repos et en mouvement
d'amplitude en $\frac{\sin x}{x}$

10.5.2 Longueur de l'onde

Si la longueur de l'onde de l'électron au repos est λ , sa longueur longitudinale lorsque l'électron est en mouvement est donnée par :

$$\lambda'_{longitudinale} = g \cdot \lambda$$

La longueur transversale de l'onde reste en revanche inchangée :

$$\lambda'_{transversale} = \lambda$$

10.5.3 Période d'onde et fréquence

Si la fréquence de l'onde de l'électron au repos est f , sa fréquence lorsque l'électron est en mouvement est donnée par :

$$f' = g \cdot f$$

L'électron "ralentit" sa fréquence et tous les mécanismes qui lui sont liés

10.5.4 Vitesse de groupe

La vitesse de groupe de l'onde stationnaire est égale à β :

$$\beta_g = \beta$$

10.5.5 Onde de phase

L'onde de phase est portée par l'onde de Lafrénière.

La longueur de l'onde de phase est donnée par :

$$\lambda_\phi = \frac{g}{\beta} \cdot \lambda$$

La vitesse de l'onde de phase se déduit de la vitesse de groupe conformément aux prédictions de Louis de Broglie ($v_g \cdot v_\phi = c^2$) :

$$\beta_g \cdot \beta_\phi = 1$$

Soit :

$$\beta_\phi = 1/\beta_g$$

$$\beta_\phi = 1/\beta$$

$$v_\phi = c/\beta$$

Remarques :

* La période, la vitesse et la longueur de l'onde de phase sont reliés par l'équation :

$$v_\phi = \frac{\lambda_\phi}{T_\phi}$$

D'où l'on obtient :

$$T_\phi = \frac{\lambda_\phi}{v_\phi}$$

$$T_\phi = \frac{\frac{g}{\beta} \cdot \lambda}{\frac{c}{\beta}}$$

$$c \cdot T_\phi = g \cdot \lambda$$

=> T_ϕ représente la période locale ou "temps local" évoqué par Hendrik Lorentz dans ses travaux. Ce temps local est lié au ralentissement de la fréquence de l'électron.

* Puisque la vitesse de groupe β_g est comprise entre 0 et 1, la vitesse de l'onde de phase est supérieure à la vitesse de la lumière. Or, nous supposons que la vitesse de la lumière est une limite pour tout corps matériel ou toute onde transportant de l'énergie. L'onde de phase est d'une autre nature, il s'agit d'une information, portée par une onde qui, elle-même, transporte de l'énergie.

Chapitre 11

Retour sur l'interféromètre de Michelson et Morley

11.1 Le bras transversal est au repos

11.1.1 Représentation schématique

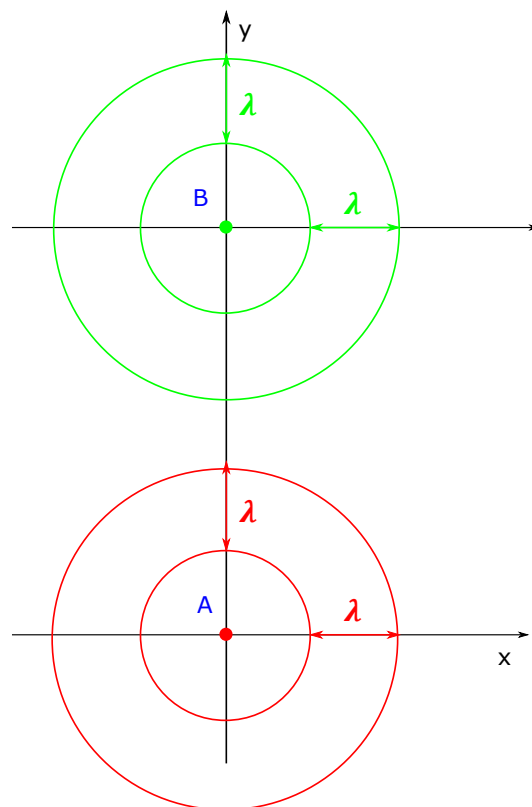


Figure 1.38 : Trajet aller-retour des ondes au sein du bras longitudinal de l'interféromètre lorsqu'il est au repos

Pour l'onde incidente au sein de l'interféromètre, on a :

$$\lambda_a = \lambda$$

Pour l'onde réfléchie au sein de l'interféromètre, on a :

$$\lambda_b = \lambda$$

11.1.2 Représentation numérique

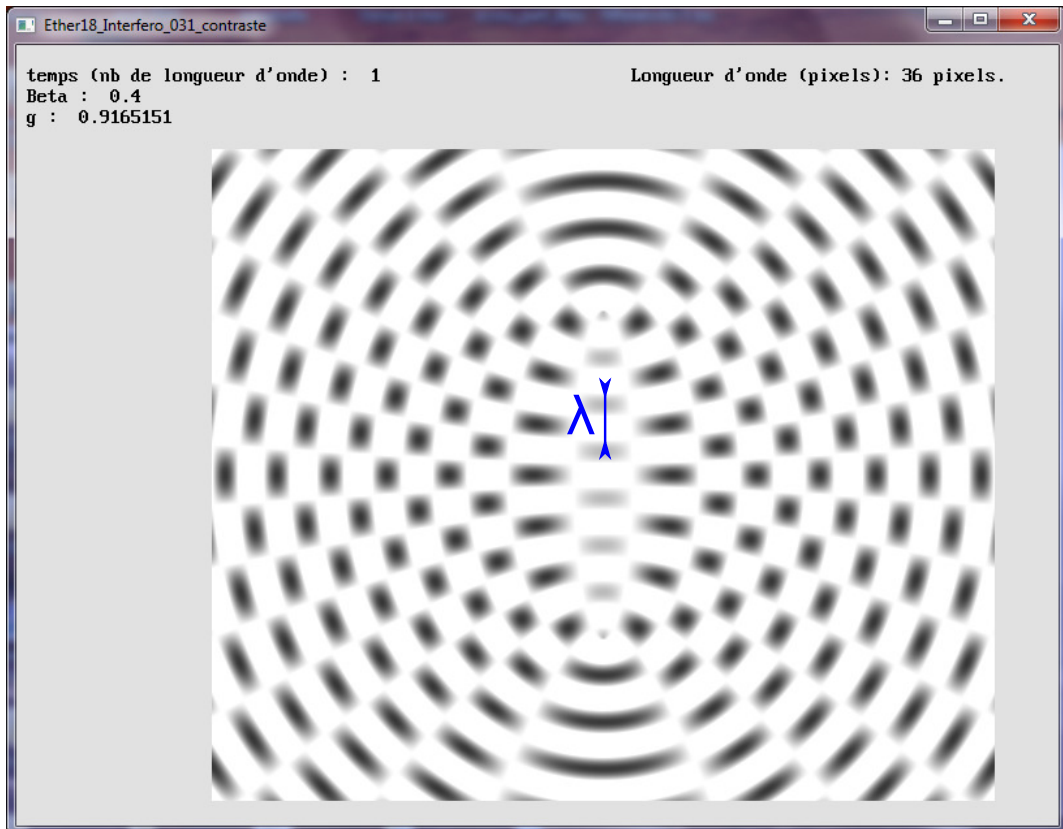


Figure 1.39 : Doublet d'ondes concentriques divergentes au repos alignés longitudinalement (le contraste a été augmenté)

Selon notre étude numérique des ondes concentriques stationnaires, la longueur de l'onde stationnaire résultant des ondes avant et arrière est égale à :

$$\lambda$$

Remarque : Considérons la moyenne harmonique de λ_a et λ_b . Par définition :

$$M_h = \frac{M_g^2}{M_a}$$

$$M_h = \frac{(\sqrt{\lambda_a \cdot \lambda_b})^2}{\frac{1}{2} \cdot (\lambda_a + \lambda_b)}$$

$$M_h = \frac{\lambda^2}{\frac{1}{2} \cdot (2 \cdot \lambda)}$$

$$M_h = \lambda$$

11.2 Le bras transversal est en mouvement

11.2.1 Représentation schématique

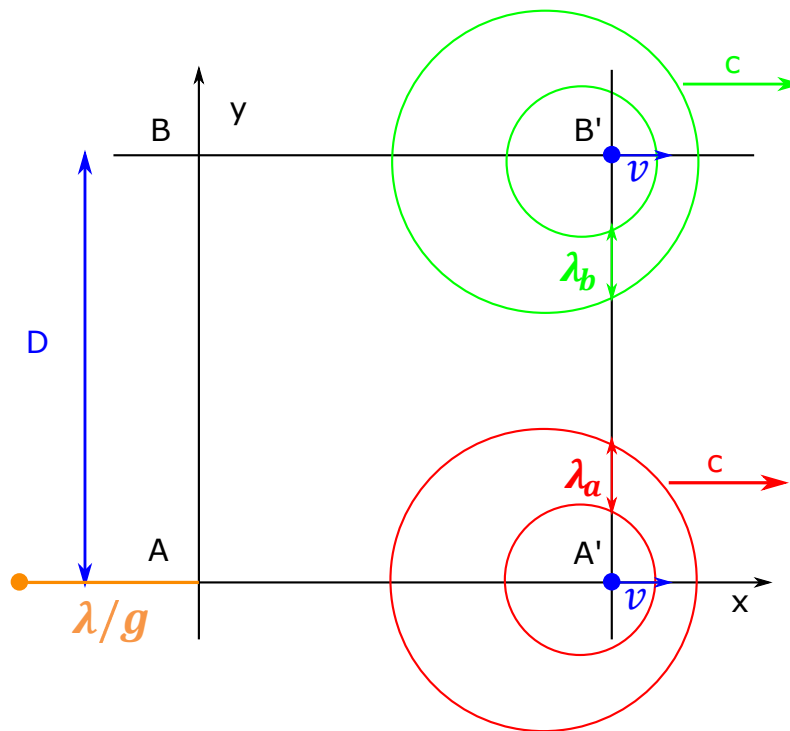


Figure 1.40 : Trajet aller-retour des ondes au sein du bras longitudinal de l'interféromètre lorsqu'il est en mouvement

L'émetteur est en mouvement, la longueur de l'onde émise passe donc de λ à λ/g . Par ailleurs, celle-ci se contracte selon g en vertu de l'effet Doppler :

$$\lambda_a = \frac{\lambda}{g} \cdot g$$

$$\lambda_a = \lambda$$

Le miroir en B est animé du même mouvement que la source primaire, il se comporte donc comme une source d'émission secondaire de fréquence λ/g . Par ailleurs, l'onde réfléchie se contracte selon g en vertu de l'effet Doppler.

$$\lambda_b = \frac{\lambda}{g} \cdot g$$

$$\lambda_b = \lambda$$

11.2.2 Représentation numérique

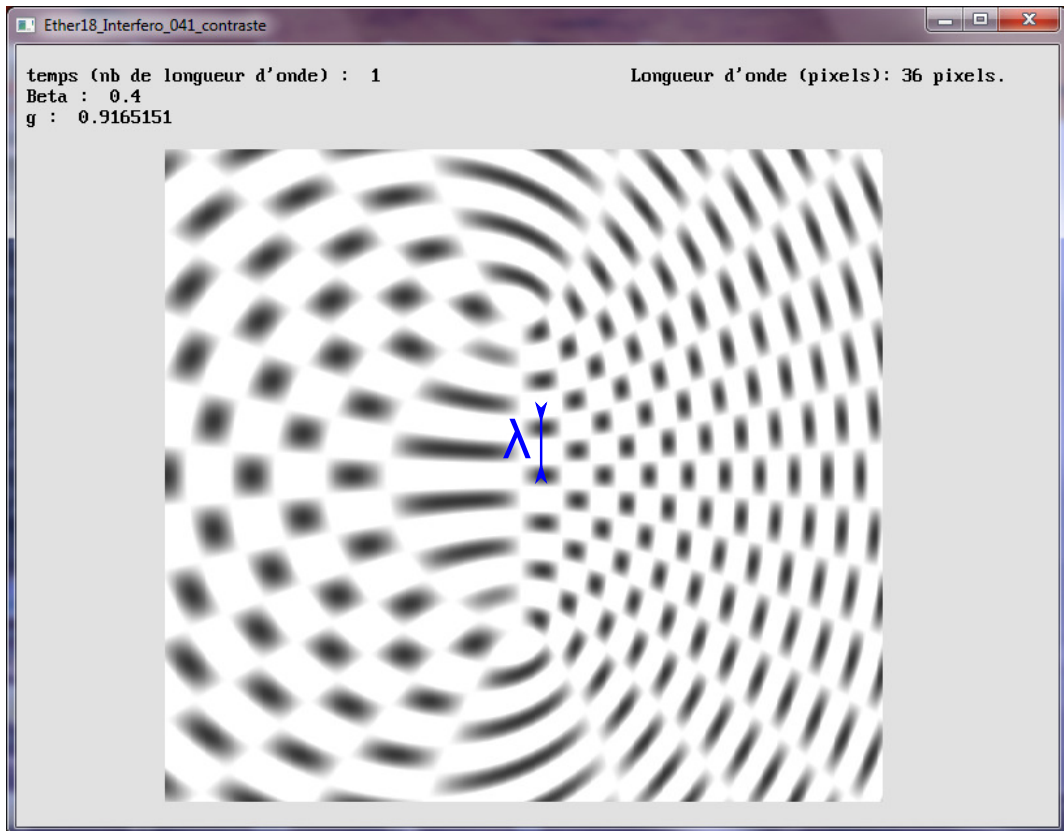


Figure 1.41 : Doublet d'ondes concentriques divergentes en mouvement alignés longitudinalement (le contraste a été augmenté)

Selon notre étude numérique des ondes concentriques stationnaires, la longueur de l'onde stationnaire résultant des ondes avant et arrière est égale à :

$$\lambda$$

Remarque : Considérons la moyenne harmonique de λ_a et λ_b . Par définition :

$$M_h = \frac{M_g^2}{M_a}$$

$$M_h = \frac{(\sqrt{\lambda_a \cdot \lambda_b})^2}{\frac{1}{2} \cdot (\lambda_a + \lambda_b)}$$

$$M_h = \frac{\lambda^2}{\frac{1}{2} \cdot (2 \cdot \lambda)}$$

$$M_h = \lambda$$

11.3 Le bras longitudinal est au repos

11.3.1 Représentation schématique

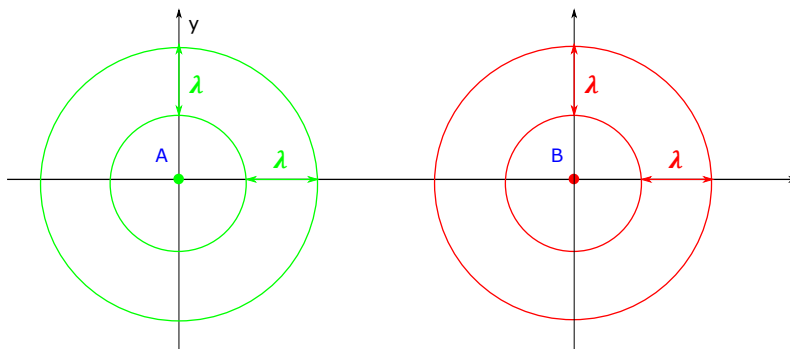


Figure 1.42 : Trajet aller-retour des ondes au sein du bras transversal de l'interféromètre lorsqu'il est au repos

Pour l'onde incidente au sein de l'interféromètre, on a :

$$\lambda_a = \lambda$$

Pour l'onde réfléchie au sein de l'interféromètre, on a :

$$\lambda_b = \lambda$$

11.3.2 Représentation numérique

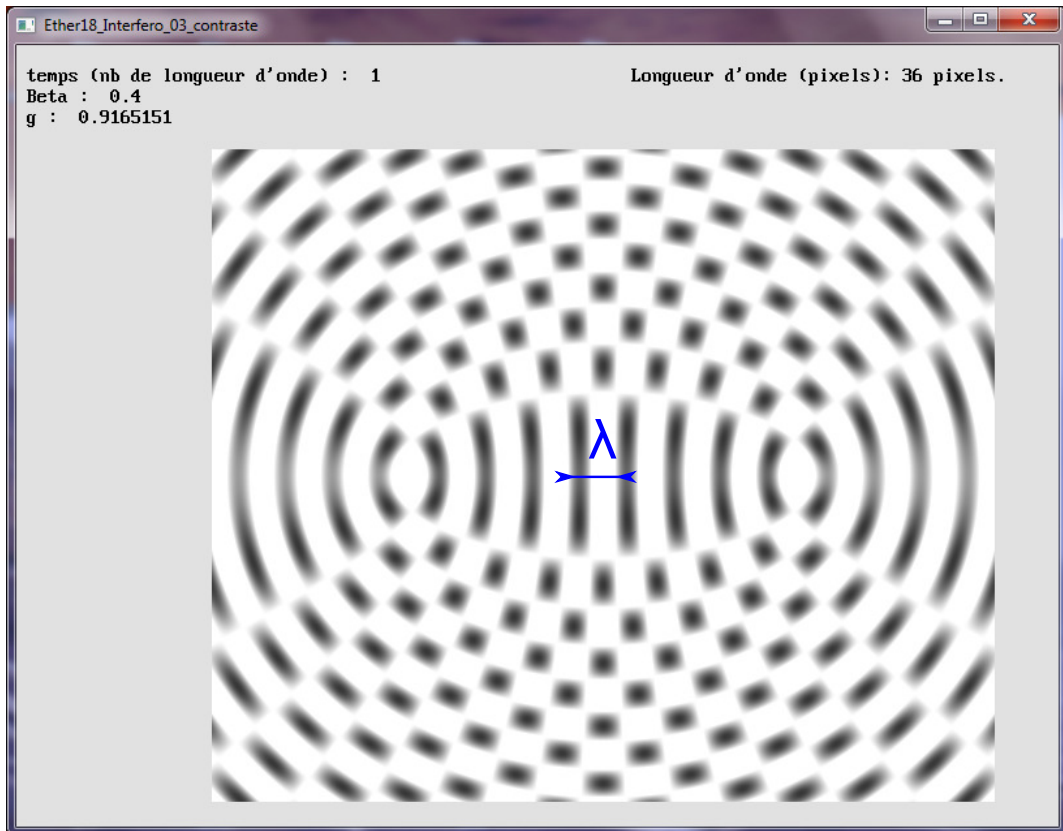


Figure 1.43 : Doublet d'ondes concentriques divergentes au repos alignés transversalement (le contraste a été augmenté)

Selon notre étude numérique des ondes concentriques stationnaires, la longueur de l'onde stationnaire résultant des ondes avant et arrière est égale à :

$$\lambda$$

Remarque : Considérons la moyenne harmonique de λ_a et λ_b . Par définition :

$$M_h = \frac{M_g^2}{M_a}$$

$$M_h = \frac{(\sqrt{\lambda_a \cdot \lambda_b})^2}{\frac{1}{2} \cdot (\lambda_a + \lambda_b)}$$

$$M_h = \frac{\lambda^2}{\frac{1}{2} \cdot (2 \cdot \lambda)}$$

$$M_h = \lambda$$

11.4 Le bras longitudinal est en mouvement

11.4.1 Représentation schématique

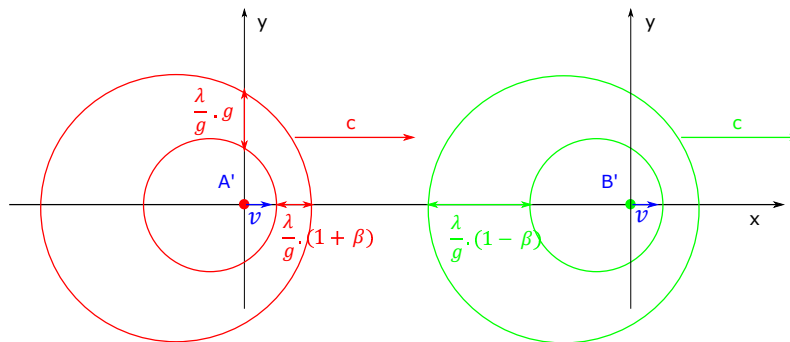


Figure 1.44 : Trajet aller-retour des ondes au sein du bras transversal de l'interféromètre lorsqu'il est en mouvement

L'émetteur est en mouvement, la longueur de l'onde émise passe donc de λ à λ/g .

Par ailleurs, celle-ci se contracte selon $(1 - \beta)$ en vertu de l'effet Doppler :

$$\lambda_a = \frac{\lambda}{g} \cdot (1 - \beta)$$

Le miroir en C est animé du même mouvement que la source primaire, il se comporte donc comme une source d'émission secondaire de fréquence λ/g . Par ailleurs, l'onde réfléchi se dilate selon $(1 + \beta)$ en vertu de l'effet Doppler :

$$\lambda_b = \frac{\lambda}{g} \cdot (1 + \beta)$$

11.4.2 Représentation numérique

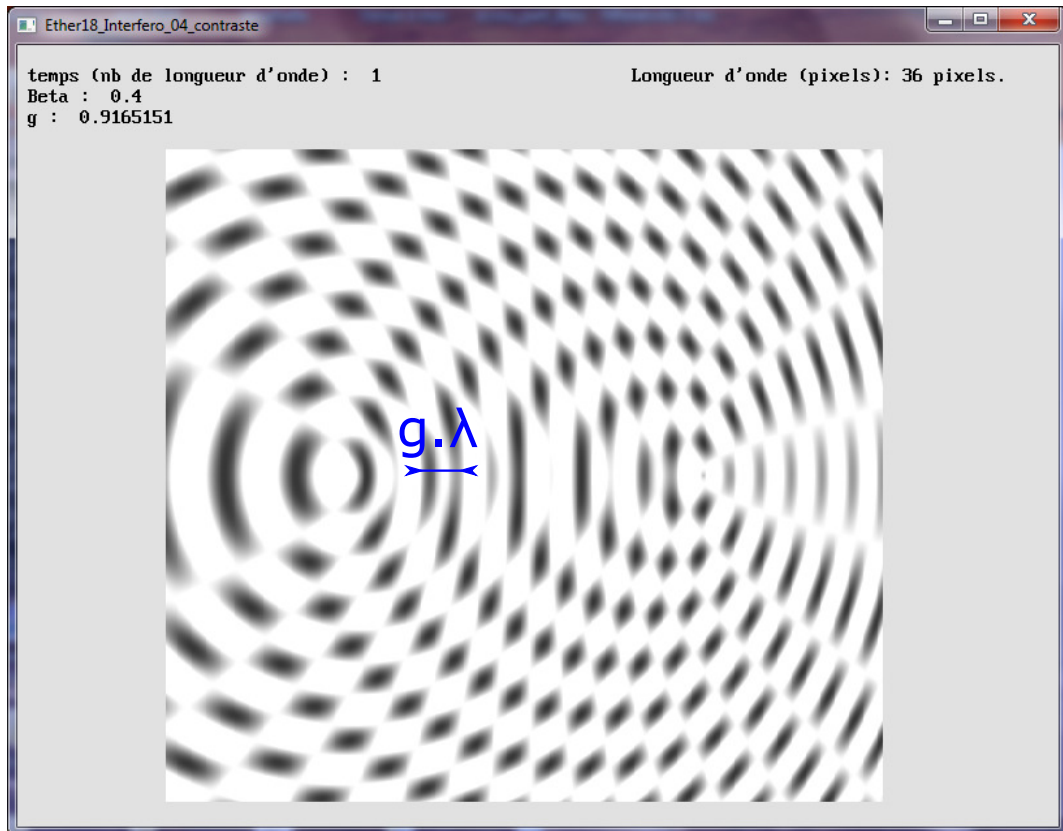


Figure 1.45 : Doublet d'ondes concentriques divergentes en mouvement alignés transversalement (le contraste a été augmenté)

Selon notre étude numérique des ondes concentriques stationnaires, la longueur de l'onde stationnaire résultant des ondes avant et arrière est égale à :

$$g \cdot \lambda$$

Remarque : Considérons la moyenne harmonique de λ_a et λ_b . Par définition :

$$M_h = \frac{M_g^2}{M_a}$$

$$M_h = \frac{\frac{\lambda}{g} \cdot (1 - \beta) \cdot \frac{\lambda}{g} \cdot (1 + \beta)}{\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\lambda}{g} \cdot (1 - \beta) + \frac{\lambda}{g} \cdot (1 + \beta) \right)}$$

$$M_h = \frac{\frac{\lambda^2}{g^2} \cdot g^2}{\frac{\lambda}{g}}$$

$$M_h = g \cdot \lambda$$

11.5 Conclusion

Nous avons déjà montré dans le 1er chapitre que les temps de trajet aller-retour des ondes étaient les mêmes au sein du bras transversal, que l'interféromètre soit au repos ou en mouvement. Idem pour le bras longitudinal.

Nous avons désormais montré qu'un réseau d'ondes s'établissait au sein du bras transversal et du bras longitudinal de l'interféromètre, il est affecté du facteur de contraction g pour les ondes stationnaires du bras longitudinal en mouvement.

Chapitre 12

Structure de la matière

12.1 Hypothèse sur la structure de la matière

Pour notre présentation, basée sur un modèle simplifié à des fins pédagogiques, nous assimilerons la matière à un réseau d'atomes structurés par les liens de covalence établis par des électrons.

Nous supposons que les noyaux des atomes, comme les électrons, sont des émetteurs d'ondes stationnaires. Les compositions de ces ondes stationnaires émises sont elles-mêmes des ondes stationnaires dont nous avons établis les longueurs dans le paragraphe précédent.

12.2 Réseau d'atomes au repos

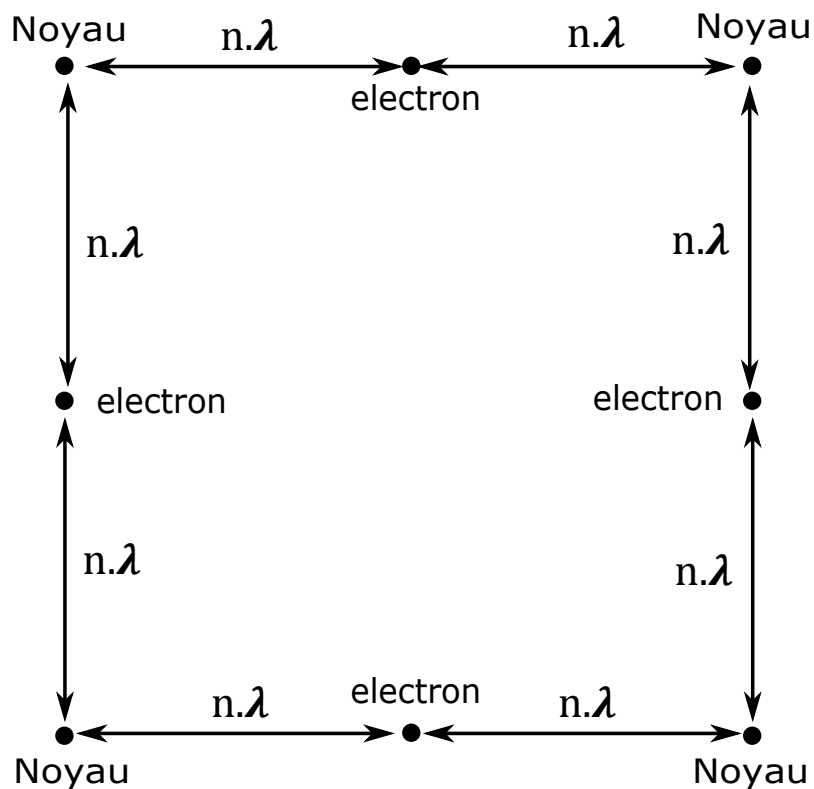


Figure 1.46 : Réseau d'atomes au repos.

La distance entre les noyaux et les électrons de covalence est un multiple de λ

12.3 Réseau d'atomes en mouvement

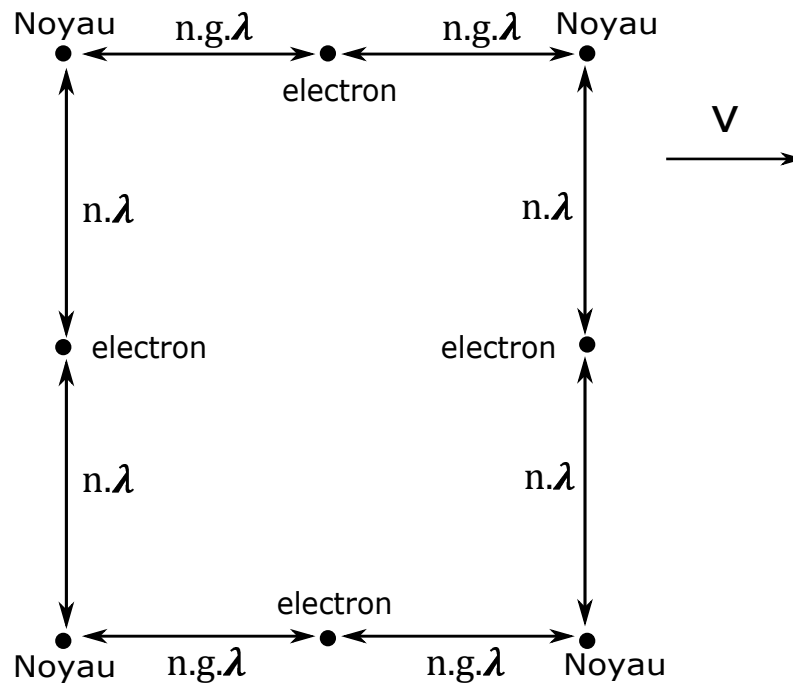


Figure 1.47 : Réseau d'atomes en mouvement.

La distance entre les noyaux et les électrons de covalence est un multiple de $g.\lambda$ sur l'axe du mouvement.

12.4 Conséquences sur les dimensions de la matière

Les atomes sont au repos, ils sont distants l'un de l'autre selon la longueur de l'onde λ de la liaison de covalence.

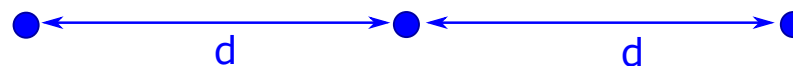


Figure 1.48 : Réseau d'atomes au repos

Les atomes sont en mouvement, ils sont distants l'un de l'autre selon la longueur de l'onde $g.\lambda$ de la liaison de covalence sur l'axe du mouvement. La matière se contracte selon le facteur g .

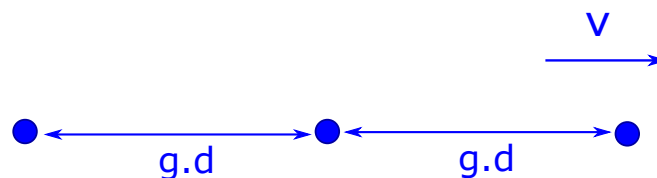


Figure 1.49 : Réseau d'atomes en mouvement

Chapitre 13

Conclusion

Nous avons commencé notre présentation en expliquant que les transformations de Lorentz expriment la contraction des objets dans le sens de leur mouvement d'une part, et d'autre part le ralentissement des mécanismes œuvrant au sein de la matière.

Nous sommes désormais en mesure d'exprimer les choses un peu plus finement : **Les transformations de Lorentz doivent être comprises en premier lieu comme l'expression de l'influence de la vitesse des ondes sur leur longueur et leur fréquence** (remarque : une étude à part entière sur les amplitudes et les phases des ondes en mouvement mériterait également d'être menée). Elles sont en dernière analyse l'expression mathématique de l'effet Doppler et de ce qu'il implique.

Les variables x et x' d'une part, t et t' d'autres part, représentent en premier lieu les longueurs d'onde et les périodes d'onde. Le passage des longueurs et des périodes d'onde aux longueurs et fréquences de la matière découlent du fait que la matière est constituée par ces ondes. C'est pourquoi nous pouvons également utiliser les transformations de Lorentz pour manipuler x et x' compris comme les coordonnées des points d'un objet lorsque celui-ci est immobile ou en mouvement. C'est également la raison pour laquelle nous pouvons manipuler t et t' compris comme les cadences des mécanismes d'un objet immobile ou en mouvement. La durée mesurée par une horloge en mouvement ne sera pas la même que pour une horloge ayant un mouvement différent, encore différente de celle d'une horloge au repos.

Le point central de cette réflexion est de reconsidérer l'espace, non pas comme un lieu géométrique mais comme un milieu physique dynamique. Selon nos idées, il existe un milieu d'onde caractérisé par des grandeurs physiques invariantes, parmi lesquelles la vitesse de la lumière et de toute onde électromagnétique. La constante de Planck fait également partie de ces invariants, tout comme la permittivité du milieu d'onde, pour ne citer que celles-là.

Lorsque la matière est en mouvement, elle subit des effets : elle se contracte dans ses dimensions et ses mécanismes ralentissent. La symétrie et la réciprocité complète des observations menées dans différents référentiels en mouvement occulte la réalité des phénomènes, inaccessible pour tout observateur puisque par définition, la situation privilégiée de repos absolu dans le milieu d'onde ne lui est pas accessible. Derrière la relativité des observations se cache néanmoins la réalité des phénomènes.

Il n'y a pas de contraction de l'espace ou de dilatation du temps comme c'est entendu dans la relativité restreinte faisant actuellement consensus, mais plus trivialement une contraction des objets dont la structure s'apparente à un réseau d'ondes

stationnaires mobiles entre atomes. Les atomes se comportent comme des oscillateurs propageant des ondes dans le milieu d'onde. La fréquence équivalente de ces oscillateurs varie en fonction de leur vitesse.

Cette nouvelle conception de la matière ouvre la voie à une nouvelle formulation des lois de la mécanique et de l'électromagnétisme. Elle permettrait de reprendre les travaux d'Isaac Newton afin de réinterpréter les notions d'inertie et donc de masse là où Newton les avait laissées, tout en intégrant la nouvelle physique développée par Einstein et ses successeurs (voir notamment l'annexe **Mécanique Doppler**). Elle permettrait également de porter un regard nouveau sur l'électromagnétisme et sur les phénomènes ondulatoires, dans le prolongement de pionniers en la matière tels que Louis De Broglie.

Il s'agit là d'un vaste chantier dans lequel Gabriel Lafrénière s'était largement investi, et qui déborde du cadre de cette présentation. Nous espérons participer, à notre modeste façon, au débat scientifique en ouvrant de nouvelles pistes qui ne demandent qu'à être étudiées, qu'il s'agisse de les confirmer ou de les infirmer.

Nous savons que la recherche physique fait actuellement face à de nombreuses difficultés et à l'impossibilité d'unifier les deux grandes théories que sont la mécanique relativiste et la mécanique quantique, et espérons avoir contribué à ouvrir de nouveaux chapitres permettant d'identifier quelques éléments parmi ceux qui font blocage à ce rapprochement, pour aboutir à une meilleure compréhension de la physique.

Annexe A

Mécanique Doppler

Dans cette annexe, nous allons proposer quelques éléments de nouvelle mécanique ondulatoire, en établissant une équivalence entre les ondes, l'inertie et la masse de la matière. Nous parlerons **d'ondes de matière**.

A.1 Notion de masse active et de masse réactive

Nous commencerons par distinguer les ondes de matière situées à l'avant et à l'arrière de l'objet-masse.

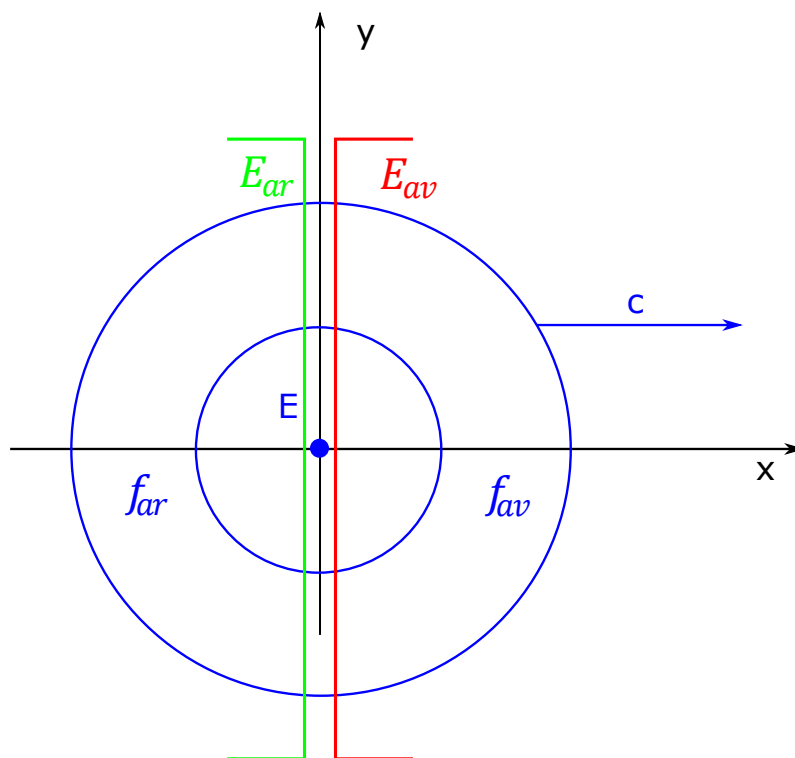


Figure 1.48 : Masse au repos et ses ondes de matières associées

Pour un objet au repos :

$$E = E_{av} + E_{ar} = m.c^2$$

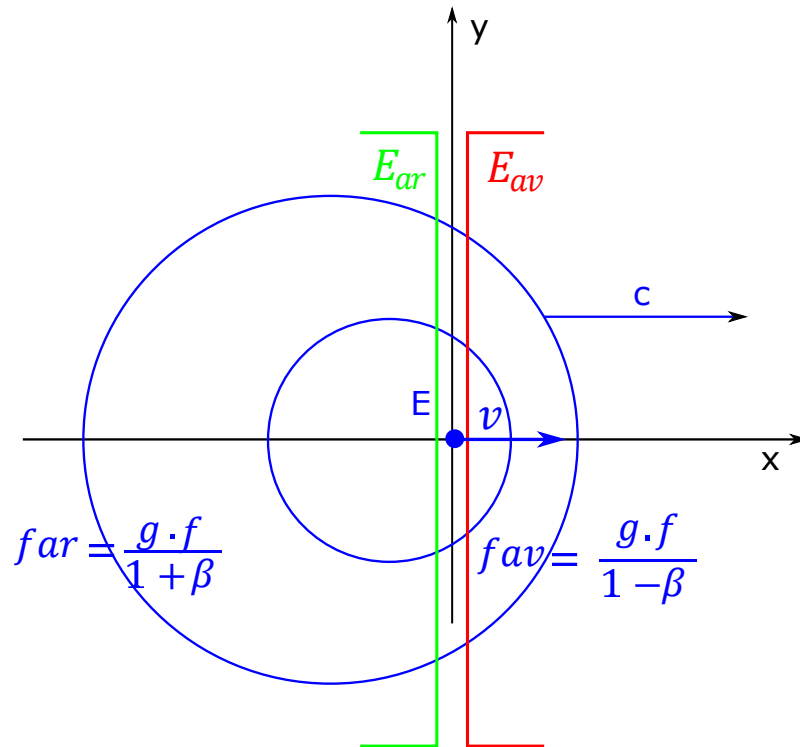


Figure 1.49 : Masse en mouvement et ses ondes de matière associées

Pour un objet en mouvement :

$$E = E_{av} + E_{ar} = \frac{m \cdot c^2}{g}$$

$$\beta = v/c$$

$$g = \sqrt{1 - \beta^2}$$

A.1.1 Bilan énergétique pour l'objet au repos

L'énergie d'une masse au repos est donnée par la formule d'équivalence masse-énergie d'Albert Einstein :

$$E = m \cdot c^2$$

Commençons par distinguer la masse active de la masse réactive, ainsi que leurs énergies associées. Celles-ci correspondent aux énergies des ondes avant et arrière, qui sont égales pour un objet au repos

Lorsque la masse est au repos on a naturellement :

$$E_{av} = E_{ar}$$

$$E_{av} + E_{ar} = m \cdot c^2$$

Ce qui donne :

$$E_{av} = \frac{m \cdot c^2}{2}$$

$$E_{ar} = \frac{m \cdot c^2}{2}$$

En postulant que l'énergie d'un signal périodique est proportionnelle à sa fréquence, on aura :

$$E_{av} = \frac{m \cdot c^2}{2} = A \cdot f$$

$$E_{ar} = \frac{m \cdot c^2}{2} = B \cdot f$$

Avec : $A = B$ pour des raisons de symétrie.

A.1.2 Bilan énergétique pour l'objet en mouvement

L'énergie d'une masse en mouvement est donnée par la formule relativiste :

$$E = \frac{m \cdot c^2}{g}$$

L'énergie d'un signal étant proportionnelle à sa fréquence, on aura :

$$E_{av} = C \cdot \frac{g \cdot f}{1 - \beta}$$

$$E_{ar} = D \cdot \frac{g \cdot f}{1 + \beta}$$

Conservation de l'énergie :

En vertu du principe de conservation de l'énergie, nous écrivons que le rapport des énergies avant et arrière au repos correspond au rapport des énergies avant et arrière en mouvement, d'où :

$$\frac{E_{av_{mvt}}}{E_{av_r}} + \frac{E_{ar_{mvt}}}{E_{ar_r}} = \frac{E_{mvt}}{E_r} = \frac{\frac{m \cdot c^2}{g}}{m \cdot c^2} = \frac{1}{g}$$

Ce qui donne :

$$\frac{C}{A} \cdot \frac{g \cdot f}{1 - \beta} + \frac{D}{B} \cdot \frac{g \cdot f}{1 + \beta} = \frac{1}{g}$$

$$\frac{C}{A} \cdot \frac{g}{1 - \beta} + \frac{D}{B} \cdot \frac{g}{1 + \beta} = \frac{1}{g}$$

$$\frac{C}{A} \cdot (1 + \beta) + \frac{D}{B} \cdot (1 - \beta) = 1$$

Pour cette équation, nous retenons la solution remarquable :

$$\frac{C}{A} = \frac{D}{B} = \frac{1}{2}$$

Ce qui donne :

$$E = \frac{m \cdot c^2}{g} = \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{g}{1-\beta} + \frac{1}{2} \cdot \frac{g}{1+\beta} \right) \cdot m \cdot c^2 = (m_a + m_r) \cdot m \cdot c^2$$

Pour un objet de masse m en mouvement, on peut considérer que son énergie se répartit en vertu de l'effet Doppler sur les ondes de matière en mouvement comme suit :

$$E = E_{av} + E_{ar} = m_a \cdot c^2 + m_r \cdot c^2$$

$m_a = \frac{1}{2} \cdot \frac{g}{1-\beta} \cdot m$ est la masse active

$m_r = \frac{1}{2} \cdot \frac{g}{1+\beta} \cdot m$ est la masse réactive

On a donc l'équation suivante :

$$\frac{E_{av}}{E_{ar}} = \frac{f_{av}}{f_{ar}} = \frac{1+\beta}{1-\beta}$$

A.1.3 Application au choc élastique

Représentation classique

Avant le choc :

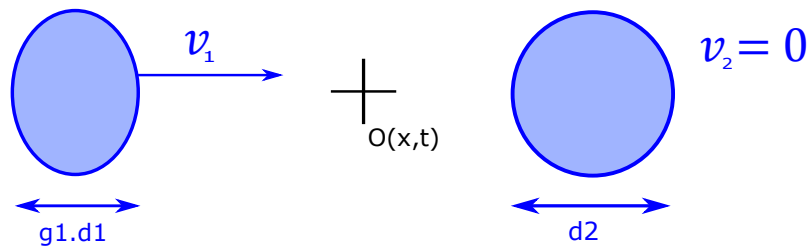


Figure 1.50 : L'objet de masse m_1 et de vitesse v_1 avance vers l'objet immobile de masse m_2

$$E_{m1} = \frac{m_1 \cdot c^2}{g_1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{g_1}{1-\beta_1} \cdot m_1 \cdot c^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{g_1}{1+\beta_1} \cdot m_1 \cdot c^2$$

$$E_{m2} = m_2 \cdot c^2 = \frac{m_2 \cdot c^2}{2} + \frac{m_2 \cdot c^2}{2}$$

Après le choc :

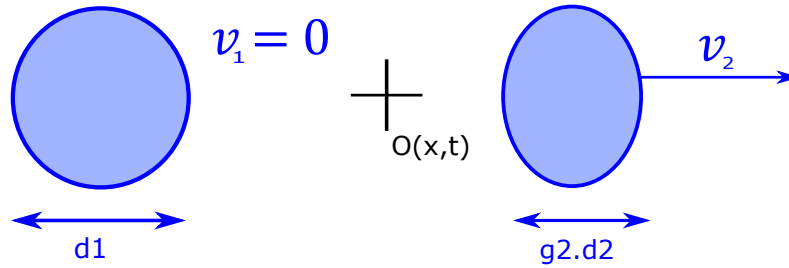


Figure 1.42 : L'objet de masse m_1 a été stoppé durant le choc, l'objet de masse m_2 a acquis la vitesse v_2

$$E_{m1} = m_1 \cdot c^2 = \frac{m_1 \cdot c^2}{2} + \frac{m_1 \cdot c^2}{2}$$

$$E_{m2} = \frac{m_2 \cdot c^2}{g_2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{g_2}{1 - \beta_2} \cdot m_2 \cdot c^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{g_2}{1 + \beta_2} \cdot m_2 \cdot c^2$$

Conservation de l'énergie (choc élastique) :

$$\frac{m_1 \cdot c^2}{g_1} + m_2 \cdot c^2 = m_1 \cdot c^2 + \frac{m_2 \cdot c^2}{g_2}$$

Conservation de la quantité de mouvement (choc élastique) :

$$\frac{m_1 \cdot v_1}{g_1} + \frac{m_2 \cdot 0}{g_2} = \frac{m_1 \cdot 0}{g_1} + \frac{m_2 \cdot v_2}{g_2}$$

$$\frac{m_1 \cdot v_1}{g_1} = \frac{m_2 \cdot v_2}{g_2}$$

Nous pourrions également et naturellement établir des bilans de force conformément à la formule :

$$F = \frac{dp}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m \cdot v}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}} \right)$$

Avec :

$$v = \frac{dx}{dt}$$

Si l'on considère le système constitué des deux masses dynamiques, ainsi que le référentiel longitudinal ayant pour point origine mobile O, centre d'inertie du système dans lequel par définition les masses dynamiques $\frac{m_1}{g_1}$ et $\frac{m_2}{g_2}$ sont perçues au repos, on pourra écrire :

$$F_{12} = F_{21}$$

$$\frac{dp_1}{dt} = \frac{dp_2}{dt}$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m_1 \cdot v_1}{\sqrt{1 - (\frac{v_1}{c})^2}} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_2 \cdot v_2}{\sqrt{1 - (\frac{v_2}{c})^2}} \right)$$

Représentation selon les ondes de matière

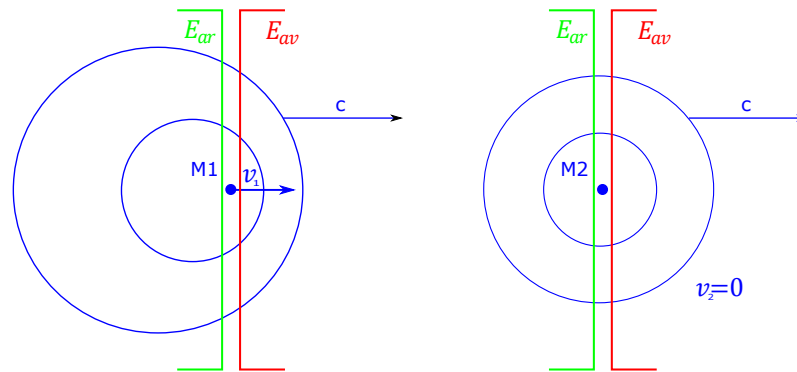


Figure 1.43 : Avant le choc

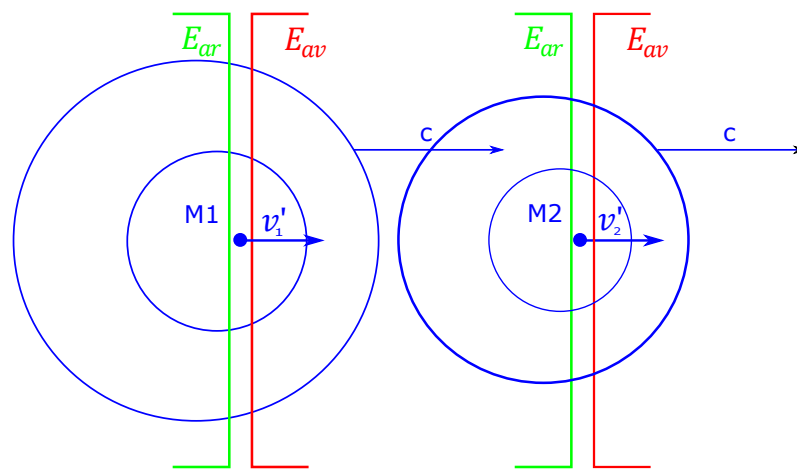


Figure 1.51 : Pendant le choc

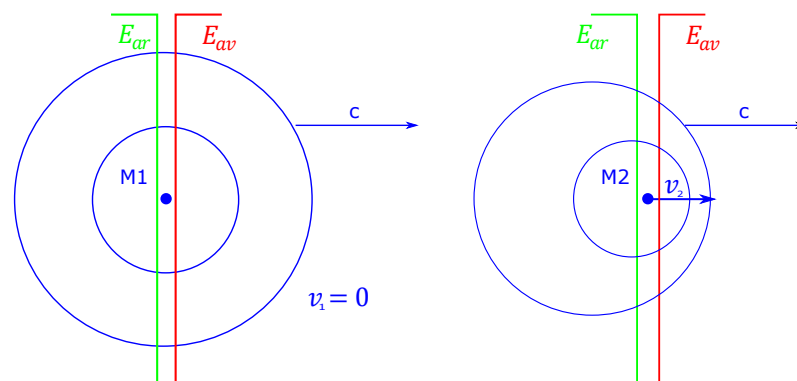


Figure 1.52 : Après le choc

A.2 Discussion

Si l'on raisonne en termes de masses, le transfert énergétique d'un choc élastique correspond à un transfert dynamique de masse. Celle-ci se répartit en une masse active et réactive, chacune augmentée pour l'objet mis en mouvement en vertu de la loi de conservation de l'énergie. En déterminant β_2 en fonction de β_1 , m_1 et m_2 à

l'aide de l'équation de conservation de quantité de mouvement, on pourra calculer les masses actives et réactives correspondant à la masse m_2 mise en mouvement β_2 à l'issue du choc élastique.

Ces considérations sont conformes à la dynamique relativiste classique, à ceci près que nous expliquons le transfert d'énergie entre deux masses selon les énergies contenues dans les ondes avant et arrière d'un objet, synonymes de masse équivalente avant (et donc d'inertie) et de masse équivalente arrière (et donc d'inertie). On parlera alors d'onde de matière avant et d'onde de matière arrière.

Par ailleurs, l'équivalence entre inertie et onde de matière laisse présager la possibilité d'un transfert d'énergie - et donc de masse - par l'intermédiaire d'un champ électrodynamique s'établissant de façon mutuelle entre les ondes de matière. L'intensité des forces au sein de ce champ pourrait évoluer, en plus de leur dynamique temporelle, classiquement selon l'inverse du carré de la distance entre le centre émetteur des ondes et le centre récepteur, sachant que dans notre exemple, chaque centre est à la fois émetteur et récepteur d'ondes.

Le transfert de masse et d'énergie n'est pas instantané, mais dépend de l'interférence d'ondes de matières dont la vitesse absolue est la vitesse de la lumière c . La notion de choc instantané de la mécanique classique laisse place à la notion de transfert de masse et d'énergie à la vitesse c , que l'on pourrait qualifier de quasi-instantané.

Notons enfin que nous parlons d'ondes de matière périodiques, mais que nous n'avons émis aucune hypothèse sur leur amplitude. Si l'amplitude des ondes de matière décroît rapidement avec l'éloignement du centre des ondes, alors la dynamique de transfert, en plus d'avoir lieu selon la vitesse c , pourrait se jouer pour l'essentiel sur des ordres de grandeur de distances relativement courtes – typiquement interatomiques – au regard des dimensions de l'objet.

A.3 L'énergie cinétique

Nous allons désormais proposer une nouvelle formule de l'énergie cinétique en nous basant sur la loi d'addition des énergies. L'énergie totale d'une masse m en mouvement β peut être donnée de la façon suivante :

$$E_{tot} = E_{repos} + E_c$$

Ce qui donne :

$$\frac{m.c^2}{g} = m.c^2 + E_c$$

$$E_c = \frac{m.c^2}{g} \cdot (1 - g)$$

Aux vitesses relativistes, nous avons $\frac{v}{c} \rightarrow 1$ et $g \rightarrow 0$, ce qui donne :

$$\lim_{v \rightarrow c} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} \frac{m.c^2}{g} \cdot (1 - g)$$

$$\lim_{g \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} \frac{m \cdot c^2}{g}$$

Si on introduit le facteur de Lorentz g dans l'expression classique de l'énergie cinétique d'un corps animé d'une vitesse v et de masse m au repos, on peut écrire :

$$E_c = \frac{1}{2} \cdot \frac{m}{g} \cdot v^2$$

Avec :

$$g = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$$

$$v^2 = c^2 \cdot (1 - g^2)$$

D'où :

$$E_c = \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot c^2}{g} \cdot (1 - g^2)$$

Pour la limite lorsque $g \rightarrow 0$ on obtient :

$$\lim_{v \rightarrow c} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot c^2}{g} \cdot (1 - g^2)$$

$$\lim_{g \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} \frac{m \cdot c^2}{2 \cdot g}$$

Entre l'expression relativiste de l'énergie cinétique et son expression classique revisitée, nous trouvons une différence aux limites d'un facteur égal à : $\frac{1}{2}$

En revanche, aux vitesses non relativistes, c'est-à-dire pour lesquelles nous avons $\frac{v}{c} \rightarrow 0$ et $g \rightarrow 1$, nous avons :

Selon l'expression relativiste :

$$\lim_{v \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 1} E_c = \lim_{g \rightarrow 1} \frac{m \cdot c^2}{g} \cdot (1 - g)$$

$$\lim_{v \rightarrow 0} E_c = 0$$

Selon l'expression classique :

$$\lim_{v \rightarrow 0} E_c = \lim_{v \rightarrow 0} \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2$$

$$\lim_{v \rightarrow 0} E_c = 0$$

Proposition de Gabriel Lafrénière

Dans un sursaut d'intuition, Gabriel Lafrénière propose une version corrigée de l'expression de l'énergie cinétique intégrant la vitesse d'un objet de façon plus subtile. Il s'agit de remplacer le facteur $\frac{1}{2}$ par un facteur évoluant entre les valeurs de 1 et de

$\frac{1}{2}$ lorsque v/c évolue de 0 à 1, c'est-à-dire lorsque le facteur g évolue de 1 à 0.

L'expression proposée est :

$$E_c = \frac{m \cdot v^2}{g} \cdot \frac{1}{1 + g}$$

En prenant en compte cette nouvelle formulation de l'énergie cinétique, on obtient effectivement :

$$\lim_{v \rightarrow c} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} \frac{m \cdot v^2}{g} \cdot \frac{1}{1 + g}$$

$$\lim_{g \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 0} \frac{m \cdot c^2}{g}$$

Aux vitesses relativistes, l'énergie totale d'une masse m est assimilable à son énergie cinétique. La formule corrigée de la mécanique newtonienne classique devient ainsi conforme à la formule relativiste.

Remarque : Dans l'exemple du choc élastique présenté précédemment, on pourra écrire de façon équivalente :

$$\frac{m_1 \cdot c^2}{g_1} + m_2 \cdot c^2 = m_1 \cdot c^2 + \frac{m_2 \cdot c^2}{g_2}$$

Ainsi que :

$$\frac{m_1 \cdot v_1^2}{g_1 \cdot (1 + g_1)} + m_1 \cdot c^2 + m_2 \cdot c^2 = m_1 \cdot c^2 + \frac{m_2 \cdot v_2^2}{g_2 \cdot (1 + g_2)} + m_2 \cdot c^2$$

Soit :

$$\frac{m_1 \cdot v_1^2}{g_1 \cdot (1 + g_1)} = \frac{m_2 \cdot v_2^2}{g_2 \cdot (1 + g_2)}$$

Pour les vitesses non relativistes, on peut écrire :

$$\lim_{v \rightarrow 0} E_c = \lim_{g \rightarrow 1} \frac{m \cdot v^2}{g} \cdot \frac{1}{1 + g}$$

$$\lim_{v \rightarrow 0} E_c = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2$$

On retrouve la formule classique de l'énergie cinétique, qui s'avère être une approximation de la forme générale lorsque les effets relativistes sont négligeables.

Annexe B

Effet Doppler relativiste : émetteur et récepteur en mouvement

Dans cette annexe, nous allons étudier l'effet Doppler relativiste lorsque l'émetteur est en mouvement d'éloignement et le récepteur en mouvement dans la même direction. Cet exemple nous permet de nous rapprocher des conditions de la mesure du *Redshift* cosmique.

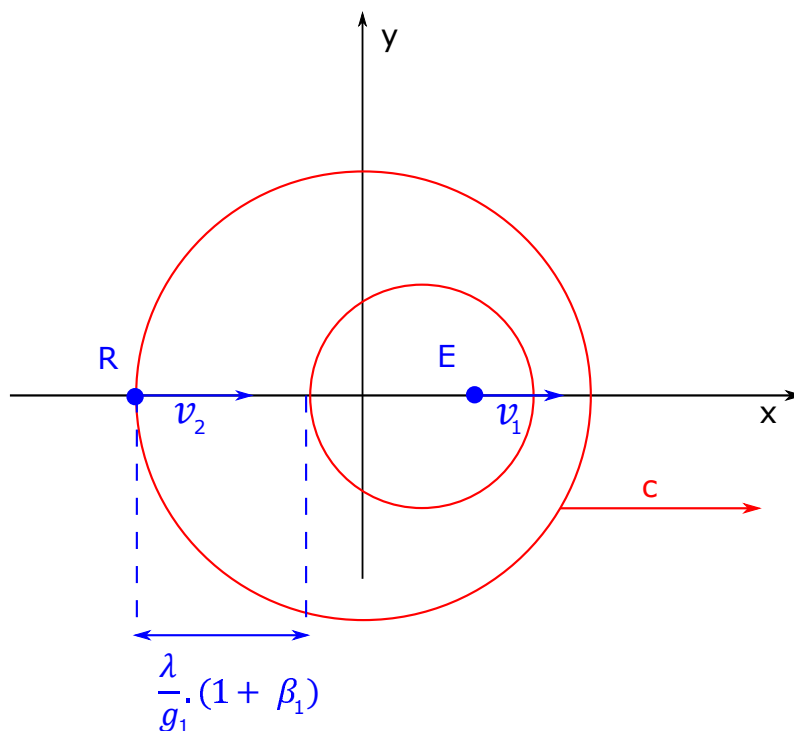


Figure 1.53 : L'émetteur et le récepteur sont en mouvement, l'onde émise est un signal lumineux ou quelque autre onde électromagnétique

Appelons β_1 la vitesse normalisée de l'émetteur, β_2 la vitesse normalisée du récepteur, λ la longueur d'onde de l'émetteur

Si l'on considère l'effet Doppler absolu sur la longueur de l'onde émise, le mouvement de l'émetteur de vitesse β_1 implique pour l'onde arrière émise :

$$\lambda_{ar} = \frac{\lambda}{g_1} \cdot (1 + \beta_1)$$

Si l'on considère l'effet Doppler relatif pour le récepteur, nous devons tenir compte

des aspects suivants, liés à son mouvement :

- La vitesse β_2 du récepteur
- La modification de la fréquence équivalente de réception, de f_r à $g_2 \cdot f_r$ quelque soit la fréquence émise, ou si l'on parle des longueurs d'onde, de λ_r à λ_r/g_2

Cela conduit à l'équation suivante si l'on s'intéresse à la longueur de l'onde perçue par le récepteur :

$$\frac{\lambda_r}{g_2} = \frac{\lambda}{g_1} \cdot \frac{1 + \beta_1}{1 + \beta_2}$$

$$\lambda_r = \frac{g_2}{g_1} \cdot \lambda \cdot \frac{1 + \beta_1}{1 + \beta_2}$$

$$\lambda_r = \lambda \cdot \frac{\sqrt{(1 - \beta_2) \cdot (1 + \beta_2)}}{\sqrt{(1 - \beta_1) \cdot (1 + \beta_1)}} \cdot \frac{\sqrt{(1 + \beta_1)^2}}{\sqrt{(1 + \beta_2)^2}}$$

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{(1 - \beta_2) \cdot (1 + \beta_1)}{(1 - \beta_1) \cdot (1 + \beta_2)}}$$

En utilisant la même méthode, nous pouvons montrer que :

- Lorsque l'émetteur est en mouvement d'éloignement et le récepteur en mouvement dans la direction opposée (éloignement mutuel) :

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{(1 + \beta_2) \cdot (1 + \beta_1)}{(1 - \beta_1) \cdot (1 - \beta_2)}}$$

- Lorsque l'émetteur est en mouvement de rapprochement et le récepteur en mouvement dans la même direction :

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{(1 + \beta_2) \cdot (1 - \beta_1)}{(1 + \beta_1) \cdot (1 - \beta_2)}}$$

- Lorsque l'émetteur est en mouvement de rapprochement et le récepteur en mouvement dans la direction opposée (rapprochement mutuel) :

$$\lambda_r = \lambda \cdot \sqrt{\frac{(1 - \beta_2) \cdot (1 - \beta_1)}{(1 + \beta_1) \cdot (1 + \beta_2)}}$$

Annexe C

Références - Bibliographie

- Albert Einstein
 - L'éther et la théorie de la relativité (1920)
 - Wikisource des travaux d'Albert Einstein : https://en.wikisource.org/wiki/Author:Albert_Einstein
- Hendrik Antoon Lorentz
 - Electromagnetic Phenomena in a System Moving with Any Velocity Smaller than that of Light (1904)
 - The Michelson-Morley Experiment and the Dimensions of Moving Bodies (1921)
 - Wikisource des travaux de Hendrik Lorentz : https://en.wikisource.org/wiki/Author:Hendrik_Lorentz
- Henri Poincaré
 - Sur la dynamique de l'électron (1905)
 - La Mécanique Nouvelle (1913)
 - Wikisource des travaux de Henri Poincaré : https://fr.wikisource.org/wiki/Auteur:Henri_Poincar%C3%A9
- Louis de Broglie
 - Recherches Sur La Théorie Des Quanta (1925)
 - Wikisource des travaux de Louis de Broglie works : https://fr.wikisource.org/wiki/Auteur:Louis_de_Broglie
- Gabriel Lafrénière
 - <http://web.archive.org/web/20110901223405/http://glafreniere.com:80/matter.htm>
- Sur Wikipedia
 - https://en.wikipedia.org/wiki/Lorentz_ether_theory

Annexe D

A propos

Cette publication est basée sur le modèle de thèse \LaTeX de Sunil Patel :

<http://www.sunilpatel.co.uk/thesis-template/>

Licence Creative Commons du modèle : CC BY-NC-SA 3.0

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/3.0/>

Les dessins vectoriels ont été réalisés à l'aide de Inkscape :

<https://inkscape.org/>

Les programmes sont des versions adaptées des programmes originaux de Gabriel Lafrénière, produits sous FreeBasic :

<https://www.freebasic.net/>