the general science journal

Invisibilité du mouvement absolu dans les expériences interférométriques et accès aux effets du premier ordre

Les expériences interférométriques optiques ont conduit à l'établissement du principe de relativité en raison de leur incapacité systématique à mettre en évidence un mouvement absolu. Cette indétectabilité est généralement interprétée comme une propriété fondamentale de la nature.

Dans ce travail, nous montrons qu'elle résulte en réalité de la structure des observables construites à partir de trajets lumineux réciproques, qui éliminent les contributions du premier ordre et reconstruisent des grandeurs invariantes.

La relativité apparaît ainsi comme une structure émergente des mesures plutôt que comme une propriété première. Dans ce cadre, la mise en évidence d'un effet du premier ordre constituerait non une anomalie, mais l'accès à une information cinématique habituellement effacée, ouvrant la possibilité de sonder directement la dynamique du milieu sous-jacent.

Aimé Savouret

aimesavouret@protonmail.com

Langue originale : Français

Créé le 3 avril 2026

Modifié le 15 avril 2026

Table des matières

1 Introduction

1.1 Contexte historique

Depuis plus de deux siècles, la question de l'existence d'un mouvement absolu à travers un milieu privilégié, historiquement désigné sous le terme d'éther, a profondément structuré le développement de l'optique et de la physique théorique. Dès le XVIII$^{\text{e}}$ siècle, l'observation de l'aberration stellaire par James Bradley (1728) mit en évidence un effet du premier ordre en v/c, révélant le mouvement de la Terre à travers l'espace tout en soulevant la question du comportement de la lumière dans un référentiel en mouvement.

Au début du XIX$^{\text{e}}$ siècle, Dominique-François Arago (1810) entreprit de tester l'influence du mouvement terrestre sur la réfraction de la lumière. L'absence de variation mesurable conduisit Augustin Fresnel (1818) à proposer l'hypothèse d'un entraînement partiel de l'éther par la matière, introduisant le facteur $1 - \frac{1}{n^2}$. Cette idée fut confirmée expérimentalement par Hippolyte Fizeau (1851), qui observa le déplacement des franges d'interférence dans un fluide en mouvement, validant ainsi le mécanisme d'entraînement partiel.

Cependant, ces résultats ne permettaient pas de trancher la question du mouvement absolu du système expérimental lui-même. C'est dans ce contexte que furent conçues les expériences interférométriques de Michelson et Morley (1887), visant à détecter une anisotropie de la vitesse de la lumière liée au mouvement de la Terre à travers l'éther. Leur résultat nul marqua un tournant majeur, conduisant progressivement à l'abandon de l'éther et à l'élaboration de la relativité restreinte par Einstein (1905), fondée sur l'invariance des lois physiques dans tous les référentiels inertiels.

1.2 Définition opérationnelle des configurations aller-retour

Dans ce qui suit, le terme *aller-retour* est employé dans un sens précis : il désigne une configuration expérimentale dans laquelle un même trajet optique est parcouru par deux faisceaux distincts se propageant en sens opposés. Il ne s'agit donc pas du trajet d'un faisceau unique réfléchi, mais d'une symétrie de propagation entre deux ondes contre-propagatives. Cette précision est nécessaire, le terme pouvant prêter à ambiguïté s'il n'est pas explicitement défini.

Néanmoins, le cas d'un faisceau unique effectuant un aller puis un retour sur un même trajet constitue une représentation équivalente du point de vue des temps de parcours. Cette situation, plus intuitive, met directement en évidence le mécanisme de compensation des contributions directionnelles, et peut être utilisée comme modèle conceptuel pour en saisir l'origine.

Cette convention permet ainsi de distinguer rigoureusement les deux sens de propagation, tout en conservant une interpration physique immédiatement accessible.

1.3 Mécanisme de compensation cinématique

Comme cela a été mis en évidence dans (1) et (2), les expériences historiques partagent une structure commune : elles s'appuient sur des mesures construites à partir de trajets lumineux réciproques, c'est-à-dire sur une propagation bidirectionnelle le long d'un même chemin optique.

La symétrie introduite par les configurations aller-retour ne constitue pas seulement une propriété géométrique des dispositifs expérimentaux, elle possède une conséquence dynamique directe sur les grandeurs mesurées.

Ce mécanisme de compensation se manifeste déjà dans le cas le plus simple de la propagation dans le vide. Si les temps de parcours dans chaque sens sont affectés par le mouvement du système, leur combinaison symétrique supprime exactement les contributions linéaires. Ce mécanisme de compensation, mis en évidence dans (3), conduit ainsi à une invariance effective des grandeurs observables, indépendante du mouvement uniforme du dispositif.

Cette propriété constitue un fondement expérimental du principe de relativité, dont la validité a été confirmée avec une précision remarquable dans de nombreux contextes modernes. Elle se retrouve notamment dans les systèmes de navigation par satellite tels que le GPS, où la reconstruction des positions repose sur des mesures précises des temps de propagation des signaux électromagnétiques.

1.4 Extension aux milieux réfringents

L'introduction d'un milieu réfringent pourrait, a priori, offrir une voie pour lever cette indétectabilité. En effet, la propagation lumineuse dans un milieu matériel dépend des interactions avec les constituants du milieu, et l'entraînement de Fresnel établit un lien direct entre la vitesse de la lumière et celle du support matériel. Toutefois, comme nous le montrons dans ce travail, cette intuition ne se vérifie pas dans le cadre des expériences interférométriques fondées sur des configurations aller-retour.

1.5 Portée conceptuelle et objectif du travail

Ce constat conduit à reconsidérer la portée expérimentale du principe de relativité. Plutôt que de traduire nécessairement une propriété fondamentale de la nature, celui-ci pourrait émerger des contraintes imposées par les procédures de mesure elles-mêmes. L'invariance observée serait alors la conséquence d'un mécanisme de reconstruction des observables, qui masque toute information directionnelle liée à un mouvement absolu.

L'objectif de ce travail est double. D'une part, il s'agit de formaliser ce mécanisme de compensation dans le cas général, en incluant explicitement la présence de milieux réfringents et le rôle de l'entraînement de Fresnel. D'autre part, il consiste à identifier des conditions permettant de s'affranchir de cette indétectabilité, en explorant des configurations expérimentales capables de rompre la symétrie aller-retour.

Cette approche ouvre ainsi la voie à une réévaluation du statut du référentiel absolu, non pas en contradiction avec les résultats expérimentaux établis, mais en cohérence avec une analyse approfondie des mécanismes de mesure qui les sous-tendent.

2 Cadre conceptuel

2.1 Problématique générale

La question centrale de ce travail est celle de la détectabilité d'un mouvement absolu dans un éventuel référentiel privilégié. Historiquement, cette question a été abordée à travers des expériences optiques visant à mettre en évidence une anisotropie de la propagation lumineuse. L'absence de détection a conduit à l'établissement du principe de relativité, selon lequel aucun référentiel inertiel ne peut être distingué expérimentalement.

Toutefois, cette conclusion repose sur des observables construites à partir de protocoles expérimentaux spécifiques. Il convient donc d'examiner dans quelle mesure ces observables sont réellement sensibles aux effets recherchés.

2.2 Hypothèse d'un référentiel privilégié

Dans le cadre de cette étude, nous considérons l'existence d'un référentiel privilégié, dans lequel la propagation de la lumière dans le vide est isotrope et caractérisée par la vitesse c. Cette hypothèse n'est pas introduite comme une nécessité théorique, mais comme un cadre d'analyse permettant d'examiner la capacité des expériences à détecter un mouvement global du système.

Dans le modèle du milieu énergétique développé dans (1), ce référentiel privilégié possède une signification physique précise : il correspond au référentiel localement comobile avec le flux énergétique, c'est-à-dire au repère dans lequel la vitesse de ce flux s'annule localement ($\vec{v} = 0$). C'est dans ce référentiel que la propagation des perturbations électromagnétiques est isotrope et que la vitesse c prend sa valeur intrinsèque, déterminée par les propriétés du milieu.

Un dispositif expérimental est supposé se déplacer à une vitesse uniforme $\vec{v}$ par rapport à ce référentiel. La question posée est alors la suivante : les grandeurs mesurées dans ce dispositif permettent-elles d'accéder à cette vitesse ?

2.3 Nature des observables expérimentales

Les expériences interférométriques ne mesurent pas directement des vitesses ou des temps absolus. Elles reposent sur la mesure de différences de phase ou de temps entre plusieurs trajets optiques. Ces observables peuvent être schématiquement représentées sous la forme :

$$\mathcal{O} = f(T_1, T_2, \dots), \tag{1}$$

où chaque T_i correspond à un temps de parcours associé à un trajet lumineux donné.

Dans la quasi-totalité des dispositifs expérimentaux considérés, chaque temps T_i résulte lui-même d'un parcours aller-retour :

$$T_i = t_{\rightarrow}^{(i)} + t_{\leftarrow}^{(i)}. \tag{2}$$

Cette structure joue un rôle déterminant dans la sensibilité de l'expérience.

3 Propagation dans le vide

3.1 Cadre général

Nous considérons un dispositif optique en mouvement uniforme à la vitesse absolue $\vec{v}$ dans un référentiel privilégié, identifié ici au référentiel associé au milieu énergétique. Dans ce référentiel, la lumière se propage isotropiquement à la vitesse c.

Soit un bras optique rectiligne, de longueur locale L, solidaire du dispositif. Cette longueur L est mesurée directement dans le référentiel du montage à l'aide d'un étalon matériel local. Elle ne résulte donc pas d'une procédure radar fondée sur un aller-retour lumineux, contrairement à ce qui se produit dans des systèmes de navigation de type GPS. Le cas présent est ainsi conceptuellement distinct de celui de la reconstruction des distances à partir de temps de propagation, discuté dans (3). Néanmoins, cette distinction n'est qu'apparente, puisque l'on a montré que la mesure par étalon matériel et la reconstruction radar sont strictement équivalentes du point de vue des grandeurs reconstruites.

On note α l'angle que fait ce bras avec la direction de la vitesse absolue $\vec{v}$, cet angle étant lui aussi défini dans le référentiel local au dispositif. L'objectif est de déterminer le temps aller-retour d'un signal lumineux le long de ce bras, tel qu'il est mesuré localement par l'observateur embarqué.

3.2 Géométrie du bras dans le référentiel absolu

Dans le référentiel local au dispositif, le bras de longueur L orienté selon un angle α par rapport à la vitesse $\vec{v}$ se décompose en deux composantes :

$$L_{\parallel} = L\cos\alpha \qquad \text{et} \qquad L_{\perp} = L\sin\alpha \tag{3}$$

La première est portée par la direction du mouvement, tandis que la seconde lui est orthogonale.

Comme établi dans (1), la contraction longitudinale ne doit pas être interprétée comme un simple effet de changement de référentiel. Elle correspond à une modification réelle de la structure interne de la matière, gouvernée par les interactions électromagnétiques qui assurent la cohésion de ses constituants.

Autrement dit, un système matériel en mouvement dans le référentiel absolu voit ses liaisons internes se réorganiser sous l'effet de la dynamique du milieu énergétique, ce qui conduit à une déformation physique anisotrope.

Ainsi, la réponse de la matière dépend de son orientation par rapport à la vitesse : seule la composante parallèle à $\vec{v}$ est affectée par cette réorganisation interne, tandis que la composante transverse reste inchangée.

En introduisant le facteur de Lorentz :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{4}$$

Les composantes effectives du bras, résultant de cette dynamique matérielle, s'écrivent :

$$L_{\parallel}^{\text{abs}} = \frac{L\cos\alpha}{\gamma} \qquad \text{et} \qquad L_{\perp}^{\text{abs}} = L\sin\alpha \tag{5}$$

Dans ce cadre, une seule longueur possède une réalité physique et un statut intrinsèque : celle définie dans le référentiel absolu, qui correspond à l'état physique réel du système. Les longueurs mesurées dans un référentiel en mouvement par rapport au milieu énergétique ne traduisent pas directement cette réalité, mais résultent de procédures de mesure elles-mêmes affectées par la dynamique du milieu. Elles sont ainsi, en ce sens, biaisées par les conditions d'observation.

Cette distinction apparaît clairement lorsqu'on considère la manière dont la longueur est définie expérimentalement. Dans des dispositifs de type GPS, les distances sont reconstruites à partir de temps de propagation lumineux selon une procédure radar.

Ici, la longueur L est définie par un étalon matériel local, c'est-à-dire par comparaison directe entre objets matériels. Cet étalon, étant constitué de la même matière que le bras, subit la même modification interne. Par conséquent, la longueur L reste constante pour l'observateur embarqué, non pas parce qu'elle reflète directement la longueur intrinsèque du système, mais parce que l'instrument de mesure et l'objet mesuré sont affectés de manière identique par la dynamique du milieu.

C'est précisément à ce niveau qu'apparaît une ambiguïté qu'il convient de lever en distinguant deux notions :

— **Une forme de « réalité locale »**, séduisante par son immédiateté, mais potentiellement trompeuse pour l'interprétation physique. Elle regroupe l'ensemble des grandeurs telles qu'elles sont mesurées, traitées et reconstruites par un dispositif embarqué, étroitement liées à notre perception et à l'expérience humaine.
— **La réalité physique**, qui renvoie à l'état intrinsèque du système, indépendamment de toute observation, tel qu'il est défini dans un référentiel fondamental.

Dans cette perspective, la description locale ne constitue pas un accès direct au réel, mais une représentation partielle, conditionnée à la fois par les modalités de mesure et par la dynamique du milieu. L'interprétation de la description locale requiert donc l'introduction de grandeurs absolues, seules à même de rendre compte de la structure physique sous-jacente et de conférer un sens aux invariances observées localement, ainsi qu'aux différents effets mis en évidence.

3.3 Trajet aller dans le référentiel absolu

On suppose que le signal lumineux est émis depuis l'origine du bras à l'instant $t = 0$, puis atteint l'extrémité opposée, qui joue le rôle de miroir.

Dans le référentiel absolu, le miroir n'est pas immobile. Pendant le temps de propagation $t_{\rightarrow}$, il se déplace d'une distance $v\,t_{\rightarrow}$ selon la direction parallèle à $\vec{v}$.

Les coordonnées de l'événement de réflexion dans le référentiel absolu sont donc :

$$x_{\rightarrow} = L_{\parallel}^{\text{abs}} + v\,t_{\rightarrow} \qquad \text{et} \qquad y_{\rightarrow} = L_{\perp}^{\text{abs}} \tag{6}$$

Comme la lumière se propage à la vitesse c, on doit avoir :

$$c^2 t_{\rightarrow}^2 = \left(L_{\parallel}^{\text{abs}} + v\, t_{\rightarrow}\right)^2 + \left(L_{\perp}^{\text{abs}}\right)^2 \tag{7}$$

En développant, on obtient :

$$\left(c^2 - v^2\right) t_{\rightarrow}^2 - 2vL_{\parallel}^{\text{abs}}\, t_{\rightarrow} - \left[\left(L_{\parallel}^{\text{abs}}\right)^2 + \left(L_{\perp}^{\text{abs}}\right)^2\right] = 0 \tag{8}$$

La solution physique positive est :

$$t_{\rightarrow} = \frac{vL_{\parallel}^{\text{abs}} + \sqrt{v^2 \left(L_{\parallel}^{\text{abs}}\right)^2 + (c^2 - v^2) \left[\left(L_{\parallel}^{\text{abs}}\right)^2 + \left(L_{\perp}^{\text{abs}}\right)^2\right]}}{c^2 - v^2} \tag{9}$$

Substituons maintenant les expressions des composantes absolues. Le terme sous la racine devient :

$$v^2 \left(\frac{L\cos\alpha}{\gamma}\right)^2 + \left(c^2 - v^2\right) \left[\left(\frac{L\cos\alpha}{\gamma}\right)^2 + L^2 \sin^2\alpha\right] \tag{10}$$

$$= \frac{v^2 L^2 \cos^2\alpha}{\gamma^2} + \left(c^2 - v^2\right) \left[\frac{L^2 \cos^2\alpha}{\gamma^2} + L^2 \sin^2\alpha\right] \tag{11}$$

Or

$$\frac{1}{\gamma^2} = 1 - \frac{v^2}{c^2} = \frac{c^2 - v^2}{c^2} \tag{12}$$

d'où

$$v^2 \left(L_{\parallel}^{\text{abs}}\right)^2 + \left(c^2 - v^2\right) \left[\left(L_{\parallel}^{\text{abs}}\right)^2 + \left(L_{\perp}^{\text{abs}}\right)^2\right] \tag{13}$$

$$= \frac{v^2 L^2 \cos^2\alpha}{\gamma^2} + \frac{c^2 - v^2}{\gamma^2} L^2 \cos^2\alpha + \left(c^2 - v^2\right) L^2 \sin^2\alpha \tag{14}$$

$$= \frac{L^2 \cos^2\alpha}{\gamma^2} \left(v^2 + c^2 - v^2\right) + \left(c^2 - v^2\right) L^2 \sin^2\alpha \tag{15}$$

$$= \frac{c^2 L^2 \cos^2\alpha}{\gamma^2} + \left(c^2 - v^2\right) L^2 \sin^2\alpha \tag{16}$$

Mais comme :

$$c^2 - v^2 = \frac{c^2}{\gamma^2} \tag{17}$$

Il vient :

$$v^2 \left(L_\parallel^{\text{abs}}\right)^2 + \left(c^2 - v^2\right) \left[\left(L_\parallel^{\text{abs}}\right)^2 + \left(L_\perp^{\text{abs}}\right)^2\right] = \frac{c^2 L^2}{\gamma^2} \tag{18}$$

La racine se simplifie donc exactement :

$$\sqrt{v^2 \left(L_\parallel^{\text{abs}}\right)^2 + (c^2 - v^2) \left[\left(L_\parallel^{\text{abs}}\right)^2 + \left(L_\perp^{\text{abs}}\right)^2\right]} = \frac{cL}{\gamma} \tag{19}$$

Par conséquent :

$$t_\rightarrow = \frac{\dfrac{vL\cos\alpha}{\gamma} + \dfrac{cL}{\gamma}}{c^2 - v^2} \tag{20}$$

En utilisant à nouveau :

$$c^2 - v^2 = \frac{c^2}{\gamma^2}, \tag{21}$$

On obtient :

$$\boxed{t_\rightarrow = \frac{L\gamma}{c}\left(1 + \frac{v}{c}\cos\alpha\right)} \tag{22}$$

3.4 Trajet retour dans le référentiel absolu

Le calcul du trajet retour est analogue. Cette fois, le signal part du miroir mobile et revient vers la source, qui continue elle aussi de se déplacer à la vitesse v.

Le temps de parcours retour vérifie alors :

$$\boxed{t_\leftarrow = \frac{L\gamma}{c}\left(1 - \frac{v}{c}\cos\alpha\right)} \tag{23}$$

L'asymétrie entre l'aller et le retour apparaît explicitement dans le terme linéaire en $\cos\alpha$.

3.5 Temps total dans le référentiel absolu

La somme des deux temps donne le temps aller-retour dans le référentiel absolu :

$$\begin{align} T_{\text{abs}} &= t_\rightarrow + t_\leftarrow \tag{24} \\ &= \frac{L\gamma}{c}\left(1 + \frac{v}{c}\cos\alpha\right) + \frac{L\gamma}{c}\left(1 - \frac{v}{c}\cos\alpha\right) \tag{25} \end{align}$$

Les termes linéaires se compensent exactement, ce qui conduit à :

$$\boxed{T_{\text{abs}} = \frac{2L\gamma}{c}} \tag{26}$$

Ce résultat est remarquable : bien que les temps élémentaires dépendent de l'orientation du bras, leur somme n'en dépend plus. L'angle α disparaît complètement du temps absolu aller-retour.

3.6 Temps mesuré localement

L'observateur embarqué ne mesure cependant pas le temps absolu T_{abs}, mais le temps indiqué par ses propres horloges. Dans le cadre adopté ici, celles-ci sont ralenties d'un facteur $1/\gamma$.

Le temps localement mesuré est donc :

$$T_{\text{loc}} = \frac{T_{\text{abs}}}{\gamma} \tag{27}$$

En substituant l'expression obtenue ci-dessus, on trouve immédiatement :

$$\boxed{T_{\text{loc}} = \frac{2L}{c}} \tag{28}$$

Ce résultat est indépendant de la vitesse absolue v et de l'angle α.

3.7 Interprétation physique

Le résultat précédent montre que la propagation dans le vide le long d'un bras de longueur locale L, mesurée localement à l'aide d'un étalon matériel, conduit à un temps aller-retour local donné par la relation (28), quelle que soit l'orientation du bras et quelle que soit la vitesse absolue uniforme du dispositif.

L'invariance n'est donc pas obtenue ici par reconstruction radar de la distance, comme dans le cas des systèmes GPS, mais par une compensation exacte entre plusieurs effets :
- la contraction longitudinale de la composante parallèle du bras
- l'asymétrie des temps de parcours aller et retour dans le référentiel absolu
- le ralentissement des horloges embarquées

Autrement dit, le mouvement absolu affecte bien localement la propagation de la lumière, mais la structure même de la mesure aller-retour élimine toute dépendance finale en v dans l'observable locale.

3.8 Portée du résultat

Cette propriété constitue le socle de l'indétectabilité du mouvement absolu dans les expériences optiques interférométriques fondées sur des trajets aller-retour. Elle éclaire également le statut opérationnel du principe de relativité : l'invariance observée n'implique pas nécessairement l'absence d'un référentiel privilégié, mais peut résulter de la manière dont les observables sont construites.

Dans (3), ce mécanisme a été mis en évidence dans un cadre plus général de reconstruction cinématique, et son importance est soulignée à travers l'exemple des systèmes GPS, dont la cohérence expérimentale repose elle aussi sur une invariance effective des observables issues de signaux électromagnétiques.

3.9 Conclusion

Le cas de la propagation dans le vide montre ainsi que, même pour un bras orienté arbitrairement, un dispositif local mesurant sa propre longueur à l'aide d'un étalon matériel et le temps de propagation à l'aide de ses horloges embarquées reconstruit un temps aller-retour rigoureusement égal à :

$$\boxed{T_{\mathrm{loc}} = \frac{2L}{c}} \tag{29}$$

L'indétectabilité du mouvement absolu apparaît donc, dans ce cadre, comme une propriété structurelle des mesures aller-retour dans le vide.

4 Introduction d'un milieu réfringent

4.1 Motivation physique

L'introduction d'un milieu réfringent dans un trajet optique semble, à première vue, susceptible de rompre l'indétectabilité du mouvement absolu mise en évidence dans le vide. En effet, la lumière n'y interagit plus avec le seul vide, mais avec un milieu matériel polarisable dont la réponse électromagnétique dépend de sa cinématique dans le référentiel absolu. Historiquement, cette idée est au cœur des analyses de Fresnel et de Fizeau, où la propagation lumineuse dans un milieu en mouvement fait apparaître un entraînement partiel caractérisé par le facteur :

$$1 - \frac{1}{n^2} \tag{30}$$

Dans ce contexte, il est naturel de se demander si l'introduction d'une portion réfringente sur un bras optique pourrait rétablir une sensibilité au mouvement absolu du dispositif. Une telle intuition est renforcée par le fait que, dans le référentiel absolu, les vitesses de propagation dans le milieu ne sont plus symétriques entre les deux sens de parcours.

4.2 Cadre de l'analyse

Considérons un segment rectiligne de longueur locale L, rempli d'un milieu réfringent d'indice n, solidaire du dispositif expérimental. Cette longueur L est définie dans le référentiel local au montage, par comparaison directe avec un étalon matériel local. Elle ne résulte pas d'une reconstruction radar. Le bras fait un angle α avec la vitesse absolue $\vec{v}$ du dispositif.

Dans le cas particulier où le milieu réfringent est au repos dans le référentiel privilégié absolu, la propagation lumineuse y est isotrope, avec pour vitesse intrinsèque :

$$u' = \frac{c}{n} \tag{31}$$

avec

$$u'_x = \frac{c}{n}\cos\alpha \qquad \text{et} \qquad u'_y = \frac{c}{n}\sin\alpha \tag{32}$$

Autrement dit, dans ce cadre, la grandeur fondamentale n'est pas c mais c/n, puisque la lumière ne se propage pas dans le vide mais dans un milieu dont la polarisation collective ralentit la transmission de l'onde.

Le problème consiste alors à déterminer le temps aller-retour tel qu'il est observé localement, tout en tenant compte de la structure cinématique induite par le mouvement absolu du dispositif.

4.3 Vitesses de propagation et statut du terme de Fresnel

L'expérience de Fizeau ne mesure pas directement cette vitesse intrinsèque définie dans le référentiel privilégié absolu. Elle met en évidence, dans le référentiel du laboratoire, une vitesse apparente de propagation, reconstruite à partir des temps de parcours et des déphasages observés. Le terme d'entraînement de Fresnel correspond ainsi à une grandeur effectivement accessible à la mesure locale.

Pour exprimer cette propagation dans le référentiel local au dispositif, en mouvement à la vitesse $\vec{v}$ par rapport au référentiel privilégié absolu, on applique la loi de composition cinématique du cadre développé dans (3). Les composantes de la vitesse apparente locale s'écrivent alors :

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}} \tag{33}$$

$$u_y = \frac{\frac{u'_y}{\gamma}}{1 + \frac{vu'_x}{c^2}} \tag{34}$$

avec

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{35}$$

En particulier, pour $\alpha = 0$, on obtient :

$$u_x = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{v}{nc}} \tag{36}$$

et son développement au premier ordre en v/c donne :

$$\boxed{u_x \approx \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)} \tag{37}$$

On retrouve ainsi exactement la structure du terme d'entraînement de Fresnel.

Ce résultat ne doit toutefois pas être interprété comme une simple coïncidence formelle. Il s'inscrit dans une cohérence physique plus profonde : la même expression a déjà été obtenue en analysant la polarisation de la matière dans un milieu réfringent en mouvement, à partir de la réponse collective des charges au sein de la structure matérielle, comme développé dans (1).

Dans ce cadre, la propagation lumineuse résulte d'une interaction dynamique entre l'onde électromagnétique et les dipôles induits du milieu. Le mouvement du support matériel modifie cette réponse collective : la polarisation devient anisotrope dans le référentiel absolu, et la réémission cohérente de l'onde est affectée par l'advection du milieu dans le flux énergétique sous-jacent.

Il en résulte une correction linéaire en vitesse, qui reproduit exactement le terme d'entraînement de Fresnel. Ainsi, le facteur de Fresnel apparaît non comme une loi indépendante, mais comme la manifestation de premier ordre d'une dynamique plus générale, issue de la structure des interactions électromagnétiques dans un milieu en mouvement. Il s'interprète comme la limite linéaire d'une loi cinématique plus générale, de même nature que celle qui gouverne la composition des vitesses dans ce cadre.

4.4 Géométrie du bras dans le référentiel absolu

Comme dans le cas de la propagation dans le vide, la géométrie du bras est définie dans le référentiel propre du dispositif, dans lequel ses composantes s'écrivent :

$$L_{\parallel} = L\cos\alpha \qquad \text{et} \qquad L_{\perp} = L\sin\alpha \tag{38}$$

Et dans le référentiel absolu, seule la composante parallèle à $\vec{v}$ est affectée par la contraction longitudinale.

On a donc :

$$L_{\parallel}^{\text{abs}} = \frac{L\cos\alpha}{\gamma} \qquad \text{et} \qquad L_{\perp}^{\text{abs}} = L\sin\alpha \tag{39}$$

4.5 Temps de parcours aller

Dans le référentiel absolu, le signal lumineux part de l'origine à l'instant $t = 0$, tandis que l'extrémité du bras se déplace à la vitesse v selon l'axe parallèle.

L'événement de réflexion est atteint lorsque les coordonnées du signal coïncident avec celles du miroir mobile. Pendant le temps $t_{\to}$, le miroir a pour coordonnées :

$$x_{\to} = L_{\parallel}^{\text{abs}} + v\,t_{\to} \qquad \text{et} \qquad y_{\to} = L_{\perp}^{\text{abs}} \tag{40}$$

Dans le même temps, le signal lumineux parcourt :

$$x_{\text{sig}} = u_x\,t_{\to} \qquad \text{et} \qquad y_{\text{sig}} = u_y\,t_{\to} \tag{41}$$

L'égalité des coordonnées impose :

$$u_y\,t_{\to} = L_{\perp}^{\text{abs}} \tag{42}$$

d'où

$$t_{\to} = \frac{L_{\perp}^{\text{abs}}}{u_y} \tag{43}$$

En substituant les expressions précédentes :

$$t_{\rightarrow} = \frac{L \sin\alpha}{\dfrac{\dfrac{c}{n}\sin\alpha}{\gamma\left(1 + \dfrac{v}{c}\dfrac{\cos\alpha}{n}\right)}} \tag{44}$$

Ce qui donne :

$$\boxed{t_{\rightarrow} = \frac{nL\gamma}{c}\left(1 + \frac{v}{nc}\cos\alpha\right)} \tag{45}$$

Ce résultat est exact. Il met en évidence une asymétrie linéaire en $\cos\alpha$, analogue à celle rencontrée dans le vide, mais pondérée ici par le facteur $1/n$.

4.6 Temps de parcours retour

Pour le trajet retour, le signal se propage dans le sens opposé le long du bras. Dans le référentiel local au dispositif, ses composantes deviennent :

$$u'_x = -\frac{c}{n}\cos\alpha \qquad \text{et} \qquad u'_y = -\frac{c}{n}\sin\alpha \tag{46}$$

Le passage au référentiel absolu donne alors :

$$u_x = \frac{-\dfrac{c}{n}\cos\alpha + v}{1 - \dfrac{v}{c}\dfrac{\cos\alpha}{n}} \tag{47}$$

$$u_y = \frac{-\dfrac{c}{n}\dfrac{\sin\alpha}{\gamma}}{1 - \dfrac{v}{c}\dfrac{\cos\alpha}{n}} \tag{48}$$

Le temps retour est obtenu par le même raisonnement géométrique. On trouve :

$$\boxed{t_{\leftarrow} = \frac{nL\gamma}{c}\left(1 - \frac{v}{nc}\cos\alpha\right)} \tag{49}$$

Là encore, l'asymétrie entre les deux sens de parcours apparaît explicitement.

4.7 Temps total dans le référentiel absolu

La somme des deux temps donne le temps aller-retour absolu :

$$\begin{align} T_{\text{abs}} &= t_{\rightarrow} + t_{\leftarrow} \tag{50} \\ &= \frac{nL\gamma}{c}\left(1 + \frac{v}{nc}\cos\alpha\right) + \frac{nL\gamma}{c}\left(1 - \frac{v}{nc}\cos\alpha\right) \tag{51} \end{align}$$

Les termes angulaires et linéaires se compensent exactement, ce qui conduit à :

$$\boxed{T_{\text{abs}} = \frac{2nL\gamma}{c}} \tag{52}$$

Ce résultat est déjà significatif. Dans le référentiel absolu, le temps total aller-retour ne dépend plus de l'angle α. Toute dépendance directionnelle a disparu dans la somme des temps élémentaires.

4.8 Temps mesuré localement

Le dispositif n'accède cependant pas au temps absolu T_{abs}, mais au temps indiqué par ses propres horloges. Dans le cadre adopté ici, ces horloges sont ralenties d'un facteur $1/\gamma$. Le temps localement mesuré vaut donc :

$$T_{\text{loc}} = \frac{T_{\text{abs}}}{\gamma} \tag{53}$$

En substituant l'expression précédente, on obtient immédiatement :

$$\boxed{T_{\text{loc}} = \frac{2nL}{c}} \tag{54}$$

Ce temps local aller-retour est indépendant de la vitesse absolue v et de l'angle α.

4.9 Interprétation physique

Le résultat obtenu peut être interprété de manière très claire. Dans le référentiel absolu, la propagation dans le milieu est effectivement anisotrope. Cette anisotropie se manifeste à travers les temps aller et retour, qui diffèrent :

$$t_{\rightarrow} \neq t_{\leftarrow} \tag{55}$$

Elle se manifeste également à travers le fait que la géométrie absolue du bras diffère de sa géométrie locale, en raison de la contraction longitudinale.

Cependant, lorsque l'on considère l'observable effectivement mesurée par le dispositif, tous ces effets se compensent exactement. Le temps local aller-retour ne dépend plus de l'état de mouvement absolu du montage. L'introduction d'un milieu réfringent ne brise donc pas l'indétectabilité. Elle déplace seulement le mécanisme de compensation, sans le supprimer.

Dans le vide, cette compensation résulte de la combinaison entre la contraction longitudinale, l'asymétrie aller-retour et le ralentissement des horloges.

En présence d'un milieu réfringent, le terme d'entraînement de Fresnel apparaît dans le référentiel local. Il traduit au premier ordre la composition des vitesses pour une propagation de vitesse c/n, avec un facteur $1 - \frac{1}{n^2}$.

Pourtant, un bras de longueur locale L, rempli d'un milieu réfringent d'indice n, parcouru en aller-retour et mesuré localement, conduit toujours au temps :

$$\boxed{T_{\text{loc}} = \frac{2nL}{c}} \tag{56}$$

quel que soit l'angle α du bras et quelle que soit la vitesse absolue uniforme v du dispositif.

Autrement dit, l'introduction d'un milieu réfringent sur une portion du trajet optique ne suffit pas à lever l'indétectabilité du mouvement absolu. Même lorsqu'une anisotropie de propagation existe dans le référentiel absolu, la structure aller-retour de la mesure élimine toute dépendance finale en v.

La dépendance à n est purement locale. Elle traduit le ralentissement intrinsèque de la propagation dans le milieu, mais ne fournit aucune information exploitable sur la vitesse absolue uniforme du système.

4.10 Conclusion

Le cas d'un milieu réfringent confirme donc, et même renforce, le caractère structurel de l'indétectabilité mise en évidence dans les expériences interférométriques classiques. Le facteur de Fresnel n'introduit pas, dans une mesure locale aller-retour, une voie de détection du mouvement absolu. Il s'inscrit au contraire dans un mécanisme de compensation plus général, qui rend l'observable finale indépendante de v.

Cette conclusion éclaire le sens des résultats nuls obtenus dans les dispositifs historiques de type Hoek ou Michelson en présence d'un milieu. Elle montre que l'absence de détection n'implique pas nécessairement l'inexistence d'un référentiel absolu, mais peut résulter de la structure même des observables construites à partir des trajets optiques aller-retour.

5 Briser la symétrie aller-retour et status du terme du premier ordre

5.1 Nature structurelle de l'indétectabilité

Les résultats établis dans les sections précédentes montrent que l'indétectabilité du mouvement absolu ne résulte pas d'une propriété particulière de la propagation lumineuse, mais de la structure des observables construites expérimentalement.

Dans toutes les configurations interférométriques classiques, l'observable repose sur une combinaison de temps de parcours de la forme :

$$T = t_{\rightarrow} + t_{\leftarrow} \tag{57}$$

où les contributions directionnelles apparaissent avec des signes opposés. Dans le référentiel absolu, ces temps peuvent s'écrire schématiquement :

$$t_{\rightarrow} = t_0 + \delta t(v) \qquad \text{et} \qquad t_{\leftarrow} = t_0 - \delta t(v) \tag{58}$$

d'où

$$T = 2t_0 \tag{59}$$

indépendamment de v au premier ordre.

Cette propriété est renforcée par deux effets supplémentaires :

— la contraction longitudinale des longueurs matérielles

— le ralentissement des horloges locales

L'ensemble constitue un mécanisme de compensation complet, qui rend les dispositifs fondés sur des trajets aller-retour intrinsèquement insensibles à toute vitesse absolue uniforme.

On pourrait s'attendre à ce qu'un effet du premier ordre en $\frac{v}{c}$ subsiste si la structure de compensation précédente était effectivement brisée. Plus précisément, cela supposerait d'empêcher l'existence d'un terme opposé capable de compenser une contribution directionnelle donnée.

5.2 Deux réalisations physiques

On étudie alors deux configurations distinctes, dans le but d'identifier les conditions permettant de lever cette compensation du terme du premier ordre.

5.2.1 Asymétrie localisée dans un trajet aller-retour

On considère un trajet globalement fermé, mais dans lequel une portion de longueur L est parcourue dans un milieu réfringent uniquement sur l'un des deux trajets élémentaires.

Le temps absolu associé à cette portion dans le milieu est :

$$t_{\rightarrow}^{(n)} = \frac{nL\gamma}{c}\left(1 + \frac{v}{nc}\cos\alpha\right) \tag{60}$$

tandis que la portion correspondante dans le vide, parcourue dans le sens opposé, donne :

$$t_{\leftarrow}^{(1)} = \frac{L\gamma}{c}\left(1 - \frac{v}{c}\cos\alpha\right) \tag{61}$$

L'observable expérimentale étant construite à partir des temps mesurés localement, il faut exprimer ces contributions dans le référentiel du dispositif. Les horloges étant ralenties d'un facteur $1/\gamma$, on obtient :

$$t_{\rightarrow,\mathrm{loc}}^{(n)} = \frac{nL}{c}\left(1 + \frac{v}{nc}\cos\alpha\right) \tag{62}$$

$$t_{\leftarrow,\mathrm{loc}}^{(1)} = \frac{L}{c}\left(1 - \frac{v}{c}\cos\alpha\right) \tag{63}$$

Le temps total local associé à cette portion asymétrique est alors :

$$T_{\mathrm{loc}} = t_{\rightarrow,\mathrm{loc}}^{(n)} + t_{\leftarrow,\mathrm{loc}}^{(1)} \tag{64}$$

En développant, on obtient :

$$\boxed{T_{\mathrm{loc}} = \frac{L}{c}(n-1)} \tag{65}$$

Contrairement au cas symétrique, les contributions directionnelles ne sont plus de même structure dans les deux sens de propagation : le terme linéaire issu du milieu est pondéré par $1/n$, tandis que celui du vide ne l'est pas.

Cependant, dans la combinaison considérée ici, ces contributions linéaires se compensent exactement dans l'observable locale. Il ne subsiste donc pas de dépendance linéaire en $\frac{v}{c}$ à ce niveau de description.

Il est essentiel de noter que la structure globale du trajet reste fermée. La rupture de symétrie est ici localisée sur un segment, mais elle ne suffit pas, dans cette configuration, à faire apparaître un terme du premier ordre dans l'observable.

5.2.2 Interférométrie à deux trajets distincts

Une seconde approche consiste à abandonner complètement la structure aller-retour et à comparer deux trajets distincts parcourus une seule fois.

Un faisceau est divisé en deux :
- un trajet de référence dans le vide
- un trajet traversant un milieu réfringent

Les deux signaux sont ensuite recombinés.

Considérons deux segments de même longueur locale L, orientés selon le même angle α par rapport à la vitesse absolue $\vec{v}$ du dispositif. Le premier est parcouru dans le vide, le second dans un milieu réfringent d'indice n.

D'après les résultats établis plus haut, le temps absolu de parcours d'un segment rectiligne de longueur locale L dans le vide est :

$$t_{\text{abs}}^{(1)} = \frac{L\gamma}{c}\left(1 + \frac{v}{c}\cos\alpha\right) \tag{66}$$

et, dans le milieu réfringent :

$$t_{\text{abs}}^{(n)} = \frac{nL\gamma}{c}\left(1 + \frac{v}{nc}\cos\alpha\right) \tag{67}$$

Comme dans les sections précédentes, l'observateur embarqué n'accède pas directement à ces temps absolus. Les horloges locales étant ralenties d'un facteur $1/\gamma$, les temps mesurés localement sont :

$$t_{\text{loc}}^{(1)} = \frac{t_{\text{abs}}^{(1)}}{\gamma} = \frac{L}{c}\left(1 + \frac{v}{c}\cos\alpha\right) \tag{68}$$

et

$$t_{\text{loc}}^{(n)} = \frac{t_{\text{abs}}^{(n)}}{\gamma} = \frac{nL}{c}\left(1 + \frac{v}{nc}\cos\alpha\right) \tag{69}$$

La différence des temps locaux vaut donc :

$$T_{\text{loc}} = t_{\text{loc}}^{(n)} - t_{\text{loc}}^{(1)} \tag{70}$$

Les contributions directionnelles communes se compensent alors, et il reste :

$$\boxed{T_{\text{loc}} = \frac{L}{c}(n-1)} \tag{71}$$

Ce résultat montre que, dans cette configuration simple où les deux trajets sont colinéaires et parcourus une seule fois dans le même sens, la différence de temps locale est indépendante de l'orientation et de la vitesse absolue uniforme du dispositif. L'asymétrie de structure ne suffit donc pas à elle seule à faire apparaître un terme directionnel exploitable : dans ce cas, les contributions linéaires restent identiques dans les deux voies et se compensent dans la différence.

Autrement dit, dans cette configuration, une interférométrie à deux trajets distincts ne permet pas d'isoler un terme du premier ordre en $\frac{v}{c}$. Les deux voies portent la même contribution cinématique linéaire, qui disparaît dans l'observable.

Il en résulte que la différence de phase :

$$\Delta\phi = \omega\,\Delta t_{\text{loc}} \tag{72}$$

et le déplacement de franges :

$$\Delta N = \frac{\Delta t_{\text{loc}}}{\lambda/c} \tag{73}$$

ne présentent pas de modulation en fonction de v dans cette configuration.

5.3 Unification : compensation des contributions directionnelles

Dans les deux cas, les contributions directionnelles de la forme :

$$\delta t \propto \frac{v}{c} \cos \alpha \tag{74}$$

sont présentes au niveau des temps élémentaires, mais elles sont systématiquement compensées dans l'observable finale.

La différence entre les deux approches est uniquement géométrique :
- dans le premier cas, la compensation s'effectue au sein d'un trajet fermé.
- dans le second, elle s'effectue entre deux trajets distincts mais cinématiquement équivalents.

Dans les deux cas, il n'existe pas de segment effectivement non compensé au niveau de l'observable.

5.4 Conclusion

Les résultats obtenus dans cette section conduisent à une conclusion importante concernant l'expérience interférométrique proposée dans (2).

Dans ce document, l'expérience embarquée repose précisément sur une interférométrie à deux trajets distincts, l'un dans le vide (ou l'air), l'autre dans un milieu réfringent, avec l'objectif explicite de mettre en évidence un effet du premier ordre en $\frac{v}{c}$ à travers une différence de temps de propagation.

Cependant, l'analyse rigoureuse menée ici montre que, dans la configuration considérée, les deux trajets portent des contributions cinématiques linéaires de même structure. Ces contributions, bien que présentes au niveau des temps élémentaires, se compensent exactement dans l'observable locale.

Il en résulte que la différence de temps mesurée ne contient aucun terme linéaire en $\frac{v}{c}$, et demeure indépendante de la vitesse absolue uniforme du dispositif. Autrement dit, contrairement à l'intuition initiale, l'asymétrie apparente entre un trajet dans le vide et un trajet dans un milieu réfringent ne suffit pas à produire une sensibilité au mouvement.

Cette conclusion implique directement que l'expérience proposée, dans sa forme actuelle, ne permettrait pas de détecter un mouvement absolu, ni même de mettre en évidence un effet du premier ordre. Le résultat attendu de type :

$$\Delta N \propto \frac{v}{c} \tag{75}$$

ne peut pas apparaître dans ce cadre, car la structure même de l'observable reconstruit une grandeur symétrique où les termes linéaires s'éliminent.

L'origine de cette absence de sensibilité ne réside pas dans les lois de propagation elles-mêmes, mais dans la manière dont les grandeurs mesurées sont construites. En particulier, le fait que les deux trajets comparés soient cinématiquement équivalents du point de vue des contributions directionnelles impose une compensation complète.

Ainsi, malgré l'introduction d'un milieu réfringent et une apparente dissymétrie du dispositif, l'expérience reste soumise au même mécanisme de compensation que les expériences interférométriques classiques.

Cette contradiction avec le résultat initialement anticipé met en évidence l'existence d'une erreur dans le raisonnement ayant conduit à la prédiction d'un effet du premier ordre. L'identification précise de cette erreur, ainsi que son origine physique et mathématique, est abordée dans la suite.

6 Clarification sur le rôle de la composition des vitesses et sur la disparition du facteur de Fresnel dans l'observable locale

Les développements précédents font apparaître un point conceptuel important, qu'il convient d'expliciter clairement afin d'éviter toute ambiguïté dans l'interprétation des résultats.

6.0.1 Deux niveaux de description à distinguer

Dans ce travail, la propagation dans un milieu réfringent en mouvement est décrite à partir d'une loi de composition des vitesses, exprimée dans le référentiel local du dispositif :

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + \dfrac{vu'_x}{c^2}} \tag{76}$$

$$u_y = \frac{\dfrac{u'_y}{\gamma}}{1 + \dfrac{vu'_x}{c^2}} \tag{77}$$

où les composantes u'_x et u'_y correspondent à la vitesse de propagation dans le cas où le milieu réfringent est au repos dans le référentiel privilégié absolu :

$$u'_x = \frac{c}{n}\cos\alpha \qquad \text{et} \qquad u'_y = \frac{c}{n}\sin\alpha \tag{78}$$

Cette description permet, après un calcul géométrique exact des temps de parcours, d'obtenir des expressions précises des temps dans le référentiel absolu, puis des temps locaux mesurés par le dispositif.

Par ailleurs, le développement au premier ordre de la composante longitudinale de la vitesse dans le référentiel local reproduit la structure du terme de Fresnel :

$$u_x \approx \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \tag{79}$$

Il pourrait alors sembler naturel d'utiliser directement cette expression comme une loi effective autonome, afin d'estimer un temps de parcours sous la forme :

$$t = \frac{L}{u_x} \tag{80}$$

et d'en déduire, au niveau des temps élémentaires, un terme résiduel linéaire en vitesse provenant de la différence entre la contribution directionnelle du trajet dans le milieu et celle du trajet dans le vide.

C'est précisément cette méthode qui a été suivie dans le document (2), conduisant à la prédiction d'un terme résiduel observable proportionnel à :

$$\left(n - \frac{1}{n}\right)\frac{v}{c} \tag{81}$$

Cependant, les résultats obtenus dans le présent travail montrent que cette conclusion est incorrecte.

L'erreur provient du fait que cette approche repose sur une estimation locale au premier ordre, appliquée séparément aux segments de propagation, puis interprétée comme un résultat global. Or, lorsque l'on effectue un calcul cinématique complet, prenant en compte la structure totale de l'observable, les contributions linéaires se compensent.

Ainsi, une différence entre contributions élémentaires, bien qu'elle apparaisse dans les expressions intermédiaires, ne suffit pas à garantir l'existence d'un terme résiduel dans l'observable finale.

6.1 Résultat du calcul exact dans le cadre adopté

Lorsque l'on suit rigoureusement le formalisme introduit dans les sections précédentes, le temps local de parcours d'un segment de longueur L dans un milieu d'indice n prend la forme :

$$t_{\text{loc}}^{(n)} = \frac{nL}{c}\left(1 + \frac{v}{nc}\cos\alpha\right) \tag{82}$$

En développant, on obtient :

$$t_{\text{loc}}^{(n)} = \frac{nL}{c} + \frac{nL}{c}\frac{v}{nc}\cos\alpha \tag{83}$$

d'où :

$$t_{\text{loc}}^{(n)} = \frac{nL}{c} + \frac{L}{c}\frac{v}{c}\cos\alpha \tag{84}$$

Le point essentiel est ici que le facteur n du préfacteur compense exactement le facteur $\frac{1}{n}$ contenu dans la correction cinématique. Il en résulte que la partie directionnelle du premier ordre vaut :

$$\delta t_{\text{loc}}^{(n)} = \frac{L}{c}\frac{v}{c}\cos\alpha \tag{85}$$

Cette contribution est indépendante de l'indice n.

Dans le vide, on obtient de même :

$$t_{\text{loc}}^{(1)} = \frac{L}{c}\left(1 + \frac{v}{c}\cos\alpha\right) = \frac{L}{c} + \frac{L}{c}\frac{v}{c}\cos\alpha \tag{86}$$

Ainsi, dans le cadre cinématique adopté, la contribution locale du premier ordre est la même dans le vide et dans le milieu.

Cette propriété a une conséquence immédiate. La composition des vitesses et le calcul exact des temps de parcours conduisent à une reconstruction dans laquelle la contribution directionnelle du premier ordre devient universelle :

$$\boxed{\delta t_{\mathrm{loc}} = \frac{L}{c}\frac{v}{c}\cos\alpha} \tag{87}$$

indépendamment du fait que la propagation ait lieu dans le vide ou dans un milieu d'indice n.

Si l'on compare un segment parcouru dans le vide et un segment parcouru dans un milieu réfringent, en utilisant les temps locaux obtenus ci-dessus, alors les termes directionnels du premier ordre sont identiques. Leur différence s'annule donc exactement.

Le milieu modifie bien la partie constante du temps de parcours, par le facteur n, mais il ne modifie plus la partie variable du premier ordre une fois l'observable locale reconstruite selon le formalisme adopté.

6.2 Tension apparente avec le terme de Fresnel

Une tension peut alors sembler apparaître.

D'un côté, le développement au premier ordre de la composante longitudinale de la vitesse dans le référentiel local reproduit la structure du terme de Fresnel :

$$u_x \approx \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \tag{88}$$

D'un autre côté, le calcul exact des temps locaux montre que la contribution observable du premier ordre ne dépend plus de n.

Cette situation ne constitue pas une contradiction interne. Elle signifie simplement que le terme de Fresnel apparaît bien au niveau de la vitesse de propagation dans le référentiel local, mais qu'il est ensuite absorbé dans la reconstruction de l'observable locale lorsque l'on applique jusqu'au bout le schéma cinématique adopté.

Autrement dit, l'information portée par le facteur :

$$1 - \frac{1}{n^2} \tag{89}$$

intervient bien au niveau de la propagation, où elle peut se manifester sous la forme d'une vitesse relative mesurable, comme dans l'expérience de Fizeau. Toutefois, dans le cadre d'une description fondée sur un référentiel absolu et d'un calcul complet de l'observable locale, cette dépendance ne subsiste plus explicitement : elle est compensée par la structure globale de la reconstruction.

6.3 Conclusion

Le calcul met ainsi en évidence un point central : dans le cadre fondé sur la composition des vitesses et sur le calcul exact des temps de parcours, la contribution directionnelle locale du premier ordre est universelle et indépendante de l'indice de réfraction.

Par conséquent, la comparaison simple entre un segment dans le vide et un segment dans un milieu réfringent ne suffit pas à produire une observable du premier ordre sensible à un mouvement de fond.

Ce résultat ne remet pas en cause la validité interne de la loi de composition utilisée. Il montre au contraire que celle-ci reconstruit des observables locales particulièrement fortement compensées, au point d'effacer dans ce contexte la dépendance en n pourtant présente au niveau de la vitesse de propagation dans le référentiel absolu.

Initialement, l'objectif de ce travail était précisément d'identifier une configuration permettant de briser cette compensation. La rédaction a été entreprise dans cette perspective, dans la continuité du document (2), où une telle possibilité semblait émerger.

Cependant, l'analyse détaillée menée ici montre que cette attente ne se vérifie pas : les mécanismes de compensation restent opérants, y compris dans les configurations introduisant des asymétries apparentes. Autrement dit, la tentative de mise en évidence d'un terme du premier ordre conduit ici à une impasse.

À l'heure actuelle, aucune configuration issue de ce cadre ne permet d'accéder expérimentalement à une éventuelle vitesse de fond. Ce résultat suggère que, si une telle grandeur existe, elle est, du point de vue des observables interférométriques considérées, indétectable.

Dans ce contexte, la relativité apparaît non pas en contradiction avec l'existence d'un référentiel absolu, mais comme une structure parfaitement compatible avec celui-ci, tout en rendant ses effets cinématiques uniformes non observables dans les protocoles étudiés.

Ce constat n'a rien d'exceptionnel en physique. L'existence d'une réalité sous-jacente n'implique pas que l'ensemble de ses paramètres soit directement accessible à l'observation. La physique quantique en fournit un exemple fondamental : l'absence de déterminisme sur la cinématique des particules n'empêche en rien l'existence de leurs états, mais impose de les décrire à travers des grandeurs indirectes, souvent éloignées de l'intuition classique, qui ne se manifestent qu'au travers de leurs effets observables.

De manière analogue, un référentiel absolu pourrait exister sans être directement mesurable, sa présence étant masquée par la structure même des observables. Ce travail suggère ainsi que l'indétectabilité n'est pas nécessairement une preuve d'inexistence, mais peut être l'expression d'une limite intrinsèque de nos méthodes de mesure.

Ainsi, la question de l'inaccessibilité de certains paramètres d'un référentiel absolu rejoint, à un niveau plus profond, la logique déjà à l'œuvre en physique quantique. Dans les deux cas, la description physique ne porte pas directement sur l'état intrinsèque du système, mais sur les grandeurs qui peuvent être reconstruites à partir des interactions et des mesures. Ce déplacement du point de vue, de la réalité elle-même vers les conditions de son observation, suggère que les lois physiques expriment moins ce qu'est le monde en soi que ce qui peut en être saisi. L'indétectabilité du mouvement absolu, comme l'indétermination quantique, ne traduit alors pas une absence de réalité, mais la présence d'un niveau plus fondamental dont les paramètres échappent, par construction, à toute mesure directe. La physique ne décrirait plus seulement les phénomènes, mais les limites mêmes de leur accessibilité.

7 Références

1. Aimé Savouret, *L'espace-temps : Une abstraction émergente de la dynamique d'un milieu énergétique*, 2026. Lien
2. Aimé Savouret, *Quand la lumière expose la réalité que nous ne voyons pas : une réévaluation moderne des expériences de premier ordre*, 2026. Lien
3. Aimé Savouret, *Le principe de relativité comme manifestation observable d'un absolu sous-jacent*, 2026. Lien