Approximation galiléenne de l'attribution relativiste onde-corpuscule

Autor(en): **Keberle, Edouard**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **3 (1950)**

Heft 3

PDF erstellt am: **31.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-739454

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Edouard Keberle. — *Approximation galiléenne de l'attribution relativiste onde-corpuscule.*

1. *La dualité onde-corpuscule dans l'approximation galiléenne.* — Considérons un corpuscule massif.

Les expressions $(\frac{E}{c^2}, \vec{p})$ et $(\frac{\nu}{c^2}, \vec{\varkappa})$ étant celles de vecteurs d'espace-temps, les relations

$$E = h\nu , \qquad \vec{p} = h\vec{\varkappa} \tag{1}$$

de L. de Broglie possèdent la variance relativiste, car h est scalaire.

Lorsqu'on envisage le cas des petites vitesses, ces relations n'ont pas la variance galiléenne correspondante. En effet, dans $p = \frac{h}{\lambda}$, p seul se transforme alors que λ en tant que longueur reste inchangé lors des transformations de Galilée, h conservant de toute manière sa valeur. Cette incompatibilité entre la dualité de L. de Broglie et les transformations de Galilée provient du fait que E et ν s'introduisent différemment dans le raisonnement physique: Dans les formules de transformation de Lorentz pour $(\frac{E}{c^2}, \vec{p})$ et pour $(\frac{\nu}{c^2}, \vec{\varkappa})$, il faut d'une part calculer l'énergie E′ et la quantité de mouvement $\vec{p}'$ du corpuscule de *masse* au repos m et de vitesse u au moyen des formules

$$E' = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} , \qquad p'_1 = \frac{mu}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} , \tag{2}$$

tandis que la fréquence ν' et le vecteur de propagation $\varkappa'$ de l'onde s'obtiennent à partir de la *fréquence au repos* ν de l'onde grâce aux formules

$$\nu' = \frac{\nu}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} , \qquad \varkappa'_1 = \frac{\frac{u}{c^2}\nu}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \tag{3}$$

(la longueur d'onde « au repos » étant infinie). On remarquera la place différente occupée par c^2 dans (2) et (3).

Au moyen de la transformation

$$p''_1 = \frac{p_1' - v\,\dfrac{E'}{c^2}}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}}, \qquad \varkappa''_1 = \frac{\varkappa_1' - v\,\dfrac{\nu'}{c^2}}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}}, \tag{4}$$

on obtient en tenant compte de (2) et (3), d'une part

$$p''_1 = \frac{\dfrac{mu}{\sqrt{1 - u^2/c^2}} - \dfrac{v}{c^2}\,\dfrac{mc^2}{\sqrt{1 - u^2/c^2}}}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}} = \frac{m\,(u - v)}{\sqrt{1 - \dfrac{u^2}{c^2}}\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}},$$

pour p''_1, les deux carrés $\dfrac{1}{c^2}$ et c^2 se compensant au second terme du numérateur, tandis que d'autre part

$$\varkappa''_1 = \frac{\dfrac{u}{c^2}\,\dfrac{\nu}{\sqrt{1 - u^2/c^2}} - \dfrac{v}{c^2}\,\dfrac{\nu}{\sqrt{1 - u^2/c^2}}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \tag{5}$$

expression dans laquelle c^2 ne se simplifie nulle part.

Lorsqu'on passe à l'approximation galiléenne, p'' et $\varkappa''$ se comportent alors tout différemment, p''_1 valant

$$p''_1 = m\,(u - v) \quad \text{(approximation galiléenne)}$$

et $\varkappa''_1$ s'évanouissant totalement :

$$\text{et } \varkappa''_1 = 0 \quad \text{(approximation galiléenne)},$$

alors qu'on aurait trouvé $\varkappa'' = \varkappa'$ en traçant simplement le second terme du numérateur dans la seconde formule (4) sans savoir, il est vrai, quel est le rapport de $\varkappa'$ à $\dfrac{v}{c^2}\,\nu'$.

Si l'on tient à écrire des relations d'ondes-corpuscules valables aussi bien dans l'approximation galiléenne que dans la

représentation relativiste, il faut introduire des grandeurs *fictives*. Soit ν^* une fréquence fictive telle, que

$$\nu^* c^2 = \nu .$$

Alors

$$m = h \nu^* .$$

La fréquence ν' et le vecteur de propagation valent

$$\nu' = \frac{\nu^* c^2}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}, \qquad \varkappa'_1 = \frac{\frac{u}{c^2} \nu^* c^2}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}},$$

de sorte que $\varkappa''_1$ s'écrit maintenant

$$\varkappa''_1 = \frac{\frac{u v^*}{\sqrt{1 - u^2/c^2}} - \frac{v}{c^2} \frac{v^* c^2}{\sqrt{1 - u^2/c^2}}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} .$$

On peut simplifier cette fois-ci par c^2 comme dans l'expression de p''_1 :

$$\varkappa''_1 = \frac{v^* (u - v)}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

et l'on a réalisé une attribution onde-corpuscule pour laquelle il existe un passage à l'approximation galiléenne

$$p = \frac{h}{\lambda} \tag{6.1}$$

avec

$$\frac{1}{\lambda} = \nu^* w , \qquad p = m w \tag{6.2 et 3}$$

2. *L'approximation galiléenne d'un état de choses relativiste ne doit pas être confondue avec un état de choses galiléen.* Au paragraphe précédent, ce que nous sommes parvenus à faire grâce à l'emploi d'une grandeur fictive ν^* a été la construction d'une approximation galiléenne (formule 6.2) de la relation qui existe en relativité (formule 5) entre la longueur d'onde, la

fréquence et la vitesse. De la sorte, on a évité de négliger sans justification des termes apparemment petits parce qu'ils contiennent le facteur $\frac{v}{c^2}$.

Mais cette construction ne signifie en aucune manière que sur la base unique de la cinématique galiléenne il existe une relation entre ces trois grandeurs.

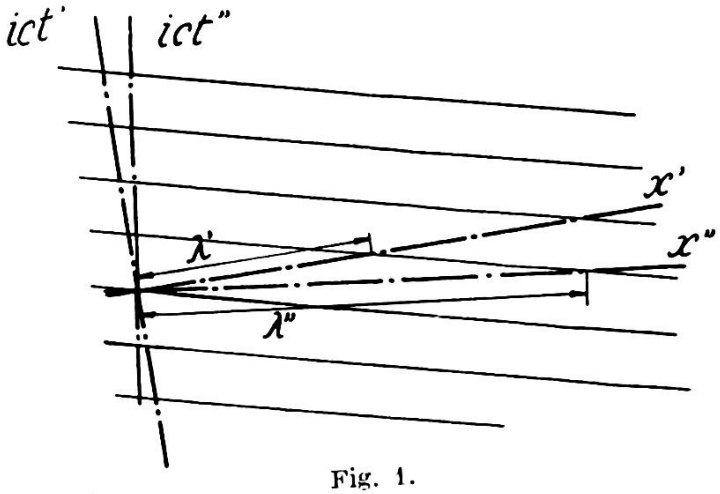

Fig. 1.

Autrement dit, l'application des formules (6.1, 2 et 3), si elle ne va effectivement que dans les limites de l'approximation, n'a de sens que pour un état de choses reconnu comme relativiste bien qu'à faible vitesse relative, c'est-à-dire pour lequel on doit transformer d'après Lorentz, par exemple à l'aide de la figure 1 où l'angle φ est très petit, alors qu'il n'existe pas de transformation de Galilée qui correspondrait à la rotation d'angle φ.

Il faut distinguer entre une approximation galiléenne d'un état de choses relativiste (cette approximation n'ayant pas le caractère intrinsèque d'un état de chose galiléen) et l'état de choses galiléen lui-même, dans lequel on est en présence d'équations qu'il n'est pas question d'adapter simplement au cas des grandes vitesses. Aussi, l'impossibilité de faire, des transformations de Galilée, une *représentation géométrique* analogue à celle que donne, des transformations de Lorentz, une représentation de type minkowskien, est-elle certainement liée au fait qu'il existe des équations (telles que (1)) qui décri-

vent un état de choses *physiquement* incompatible avec l'état de choses galiléen.

3. *Remarque sur la vitesse de groupe.* — La formule (6.2) peut s'interpréter comme exprimant la propagation de la grandeur fictive ν^* à la vitesse w de la particule. Or on sait que cette valeur w est aussi celle de la vitesse de groupe:

$$\frac{\partial \nu}{\partial \varkappa} = w$$

Or la vitesse de groupe comme la vitesse de ν^* sont des grandeurs de pure cinématique ondulatoire, aussi doit-il y avoir dans le groupe quelque chose de fictif comme ν^*. C'est bien le cas: on sait que les champs attribués aux corpuscules massifs, c'est-à-dire à ceux qui possèdent une fréquence au repos non nulle, ne sont pas observables eux-mêmes et que leur fréquence n'est pas mesurable; ils ne fournissent que des paquets d'onde de probabilités. Par contre, lorsque $m = 0$ (cas de la lumière), le champ est observable lui-même (réalité physique), sa fréquence est effectivement mesurable et il n'est pas question de construire une grandeur fictive ν^*.

Pour les champs de masse non nulle, seule la longueur d'onde $\lambda = \frac{1}{\varkappa}$ tirée du vecteur $(\frac{\nu}{c^2}, \vec{\varkappa})$ est réelle (mesurable par des expériences de diffraction), tandis que ν est fictif puisque

$$\nu\lambda = \frac{c^2}{v} > c.$$

Pour les champs de masse au repos nulle, λ et ν sont tous deux réels, puisqu'on peut mesurer non seulement λ (diffraction) mais ν aussi (méthode de résonance).

La nécessité d'introduire une grandeur fictive telle que ν^* provient de l'inexistence d'un état de choses galiléen. Pour la lumière cependant, il n'y a pas de ν^*, ce qui fait que dans certains cas la construction d'un système galiléen est possible, une onde stationnaire correspondant alors à un oscillateur classique, tandis que les ondes de matière, pour lesquelles ν^* existe, ne possèdent pas d'analogue classique et sont décrites par des « superoscillateurs » [1].

Université de Berne
Séminaire de physique théorique.

[1] Voir Ed. KEBERLE, *Archives des Sciences*, *3*, 1950.