Les binaire à éclipses la vitesse de la lumière et les théories relativistes

Les binaires à éclipses, la vitesse de la lumière et les théories relativistes[1]

PAR

Georges TIERCY

1. — On a souvent tiré du résultat des observations d'étoiles doubles, notamment d'étoiles à éclipses, la conclusion imprudente que la vitesse de propagation de la lumière était indépendante du mouvement de la source.

Nous nous proposons de montrer, par l'examen des résultats numériques fournis par l'étude du phénomène de Doppler, que cette conclusion est injustifiée.

Pour cela, nous mettrons en regard l'une de l'autre: la théorie relativiste einsteinienne, où la vitesse de la lumière est une

[1] Une partie importante de cette étude formait un article qui devait paraître dans le *Bulletin astronomique* de Paris, tome XII, fasc. 2. L'ordre d'imprimer fut donné le 7 mai 1940; et les épreuves en placards étaient remises à l'auteur, à Genève, en date du 5 juin; corrigées, elles sont reparties le 13 juin pour Paris. Il a été impossible jusqu'ici de savoir ce qu'elles sont devenues.

Etant donné l'absence complète de renseignements concernant le *Bulletin astronomique*, il nous a paru indiqué de joindre le contenu de cet article en souffrance à celui d'un autre article traitant du même sujet, et dont le manuscrit avait été remis à la Rédaction des *Archives*. De la combinaison de ces deux articles est sortie la présente étude.

constante absolue, et qui conserve la formule ordinaire de Doppler[1]:

$$\lambda' = \lambda\left(1 + \frac{v}{c}\right), \tag{1}$$

et une autre théorie relativiste, aussi relativiste que celle d'Einstein, mais qui rejette le postulat de l'invariance de la vitesse de la lumière, tout en conservant l'espace classique et le temps astronomique universel. Nous constaterons que la formule de Doppler généralisée au cas des propagations non isotropes conduit, dans le problème des étoiles doubles, à des résultats numériques exactement égaux à ceux donnés par la formule (1). Le problème des étoiles doubles sera dès lors totalement incapable de fournir un argument expérimental en faveur de l'une ou de l'autre des théories, ce qui établira le non-fondé de l'affirmation signalée au premier alinéa.

La constance absolue de la vitesse de la lumière n'est pas davantage établie par l'expérience de Michelson. On a cru pouvoir faire, à la suite de celle-ci, une extension que rien ne justifie. L'expérience de Michelson a montré que la vitesse de la lumière issue d'une source terrestre et mesurée par des observateurs terrestres est constante dans toutes les directions. Rien de plus.

La constance absolue de la vitesse de la lumière n'est donc établie ni par l'expérience de Michelson, ni par l'observation des étoiles doubles. Or, c'est cependant à partir de cette conclusion un peu hâtive, de ce postulat de la constance de la vitesse de la lumière, qu'Einstein a édifié toute son interprétation pour le moins déconcertante. Il semble avoir négligé cette constatation, pourtant essentielle, que personne jusqu'ici

[1] La formule complète est $\lambda' = \lambda \cdot \dfrac{\sqrt{1 + \frac{v}{c}}}{\sqrt{1 - \frac{v}{c}}}$; en négligeant les termes de l'ordre de $\dfrac{v^2}{c^2}$, on obtient la formule (1). — Voir: BORN, *La théorie de la relativité*, p. 277.

n'a jamais mesuré la vitesse de la lumière sur un parcours simple [1]. De là des difficultés multiples.

On a souvent relevé les contradictions qui grèvent la théorie einsteinienne de la relativité. Bornons-nous à citer ici une phrase de S. Zaremba [2]:

« Nous constaterons que, dans tous les cas où les relativistes « [einsteiniens] ont cru avoir démontré qu'une proposition, « confirmée par les observations, est une conséquence des « hypothèses de la théorie de la relativité (T. R.), ils ont appuyé « leur thèse par des considérations basées non seulement sur « les hypothèses de la T. R., mais encore sur quelque affirma- « tion absolument gratuite ou sur des hypothèses logiquement « incompatibles avec celles de la T. R. »

Et n'a-t-on pas fait remarquer que les relativistes [einsteiniens] n'échappent pas plus que les non-relativistes à la nécessité d'introduire des systèmes de référence « privilégiés » [3] ?

Il y a ainsi quelques inconséquences choquantes dans l'édifice einsteinien; il n'est donc pas étonnant que de nombreux savants, notamment parmi les physiciens et les astronomes, n'en soient pas satisfaits. José Comas Sola, directeur de l'Observatoire Fabra de Barcelone, disait à l'égard de ces interprétations [4]:

« Si, pour expliquer un point de vue scientifique mystérieux, « nous nous servons d'une hypothèse plus mystérieuse encore, « nous n'avons avancé en rien. »

Et c'est bien cela. Les équations de Maxwell et celles de Lorentz existaient depuis longtemps; l'interprétation einsteinienne n'a aucunement éclairé le mystère.

Il est donc tout naturel que les physiciens et les astronomes

[1] Mises à part les mesures basées sur l'observation des éclipses des satellites de Jupiter, qui ne présentent pas une exactitude suffisante.

[2] S. Zaremba, *La théorie de la relativité et les faits observés*. Gauthier-Villars, Paris, 1922, p. 3.

[3] P. Painlevé, *C. R. Ac. Sc.*, 1921, t. 173, p. 677; E. Barré, *Exposé général du principe de relativité et des théories d'Einstein*, p. 53; A. Sesmat, *Les systèmes privilégiés de la physique relativiste*, Paris, 1937.

[4] *Cosmobiologie*, XIII, 1939, p. 67: *In memoriam*, J. Comas Sola, 1868-1937.

aient repris la question à partir des équations de Lorentz, pour chercher une théorie plus logique que celle d'Einstein.

Ces recherches ont donné naissance à d'autres théories relativistes, aussi relativistes que celle d'Einstein; elles sont plus intelligibles par contre, car tout s'y passe dans l'espace classique et dans le temps astronomique universel.

Painlevé pensait déjà que les équations de la théorie de la relativité pouvaient subsister sans les étranges propositions verbales énoncées par Einstein et ses disciples. C'était aussi l'avis de l'astronome L. Maillard [1].

Je retiendrai particulièrement celles de ces théories relativistes qui répondent en quelque sorte à la remarque de M. E. Esclangon [2], suivant laquelle il pourrait y avoir une certaine réaction du mouvement de la source sur celui du rayonnement qui en est issu. Ces théories mettent en jeu des indicatrices de vitesses, c'est-à-dire qu'elles rejettent le postulat de la propagation isotrope des ondes. Elles attribuent à l'onde émise par une source mobile une forme ellipsoïdale, comme Poincaré le suggérait déjà [3]; mais c'est surtout à partir de 1915 que l'idée des propagations non isotropes a gagné du terrain; les premières études de E. Guillaume et de H. Varcollier datent de 1918; ensuite, l'idée a été défendue successivement, par exemple, par E. Guillaume en 1920 et 1921 [4]; par J. Le Roux en 1922 et 1936 [5], par H. Varcollier en 1925 [6]; elle est particulièrement mise en relief aujourd'hui par les études de M. P. Dive [7].

[1] L. Maillard, *Cosmogonie et Gravitation.* Lausanne, 1922, p. 38.

[2] E. Esclangon, *La notion de temps.* Paris, Gauthier-Villars, 1938, p. 17.

[3] H. Poincaré, *La mécanique nouvelle*, p. 9.

[4] E. Guillaume, *Revue de métaphysique et de morale*, 1920; *C. R. des séances de la Soc. de physique de Genève*, 1921.

[5] J. Le Roux, *Relativité restreinte.* Paris, Gauthier-Villars, 1922. — Application de la théorie des groupes de transformations au problème de la Relativité restreinte; *Annales de la Soc. polonaise de mathématiques*, 1936. (Voir aussi dans: P. Dive, La lumière et l'électricité dans le temps universel, *Bulletin astronomique*, Mémoires, tome XII, fasc. 1, 1940.)

[6] H. Varcollier, *La relativité dégagée d'hypothèses métaphysiques.* Paris, Gauthier-Villars, 1925; chap. XV, p. 439. (En outre, notes manuscrites 1939-1940, non encore publiées.)

[7] P. Dive, Le principe de relativité dans la chronologie univer-

Suivant la théorie à laquelle on s'arrête, l'ellipsoïde d'onde est focalisé sur le point d'émission, qui constitue alors le foyer-arrière de l'onde, comme dans le cas de l'indicatrice de M. J. Le Roux; ou bien l'onde est centrée sur le point d'émission, comme cela arrive avec la théorie de M. E. Guillaume, ou avec l'indicatrice particulière de M. H. Varcollier, dont nous nous occuperons au nº 2, ou avec la théorie très générale proposée par M. P. Dive et dont nous parlerons au nº 3.

2. — Je voudrais insister tout d'abord sur l'interprétation de M. H. Varcollier; elle me paraît propre à intéresser grandement les astronomes, puisqu'elle est basée sur une théorie du phénomène de l'aberration, criticable peut-être, en tout cas plus approfondie que celle dont on s'est généralement contenté jusqu'ici.

Cet essai a vu le jour en 1925, et son auteur est actuellement occupé à en développer et préciser certaines parties [1]. Rejetant l'hypothèse de la contraction pour adopter celle de la déformation des ondes, la théorie de Varcollier aboutit aux formules données par celle d'Einstein ou à des formules tout à fait analogues; mais l'édifice est débarrassé d'une interprétation pénible et inutile.

Il ne saurait être question de reproduire ici en détail les idées de M. Varcollier sur les réactions entre un récepteur d'énergie ou une source mobile et un milieu transmetteur, idées qui tendent à constituer des bases physiques [2] pour l'interprétation des phénomènes, et qui sont peut-être discutables. Je me bornerai à indiquer succinctement comment M. Varcollier, acceptant *a priori* la forme ellipsoïdale indiquée par Poincaré, montre, après avoir établi l'équation de la forme d'onde la plus générale, pourquoi cette onde doit être centrée sur le point

selle. Propagation ellipsoïdale des ondes; *Bull. de l'Académie de Clermont*, mars-mai 1939. — La lumière et l'électricité dans le temps universel; *Bulletin astronomique*, Mémoires, tome XII, fasc. 1, 1940.

[1] Notes manuscrites 1939-1940, non encore publiées.

[2] Bases qui font défaut dans l'interprétation einsteinienne.

d'émission. C'est là un calcul formel important, qui intéresse particulièrement l'astronome [1].

Pour écrire les équations du type de propagation afférent à cette onde très générale, nous ferons usage des notations de Varcollier; ce sont les suivantes:

$$\left\{\begin{array}{lll} z_e^- & , & \text{vecteur marquant le point d'émission;} \\ z_r^- & , & \text{vecteur marquant le point de réception;} \\ t_e & , & \text{époque de l'émission;} \\ t & , & \text{époque de la réception;} \\ v^- & , & \text{vecteur vitesse du point } z_e^- \,; \\ X^- & = & z_r^- - z_e^- \,; \\ T & = & t - t_e \,; \end{array}\right.$$

le point d'émission, étant entraîné par la translation uniforme de vitesse v^-, occupe une position z_t^- au moment de la réception de l'onde par le récepteur z_r^-; z_t^- est désigné par le terme de « point synchrone de la réception »; on a évidemment:

$$z_e^- = z_t^- - v^-(t - t_e) ,$$

ou encore:

$$z_e^- = z'^- + v^- t_e ;$$

avec ces notations, l'onde la plus générale s'écrit comme suit:

$$k_1 |X^-|^2 + k_2 \left(\frac{v^-}{c} , X^-\right)^2 + 2 k_3 \left(\frac{v^-}{c} , X^-\right) . cT + k_4 c^2 T^2 = 0 , \tag{2}$$

où les quantités k_i sont des paramètres à déterminer.

Pour montrer que cette onde doit être centrée sur le point d'émission z_e^-, Varcollier étudie la relation entre dt_e et dt, c'est-à-dire entre l'intervalle de temps dt_e qui sépare deux

[1] Notons en passant que M. P. Dive, dans la nouvelle étude dont nous parlerons plus loin, a établi de son côté la nécessité du centrage de l'onde sur le point d'émission en se basant sur les expériences de Fizeau et de Sagnac.

positions z_e^{-} et $(z_e^{-} + v^{-} . dt_e)$ de l'émetteur et l'intervalle de temps correspondant dt constaté au point récepteur z_r^{-} supposé fixe $(dz_r^{-} = 0)$. Avec $dz_e^{-} = v^{-} . dt_e$, on tire de (2):

$$\left.\begin{aligned} & c \,.\, dt\left[k_3\left(\frac{v^{-}}{c}\,,\ X^{-}\right) + k_4\, c\mathrm{T}\right] = \\ = & \left[k_1 + k_2 \,.\, \left|\frac{v^{-}}{c}\right|^2\right] \cdot \left(X^{-}, \frac{v^{-}}{c}\right) . \, c dt_e + \left[k_3\left(\frac{v^{-}}{c}\,,\ X^{-}\right) + k_4\, c\mathrm{T}\right] . \, c\, dt_e \, + \\ & + k_5 \,.\, \left|\frac{v^{-}}{c}\right|^2 . \ c\mathrm{T} \,.\, c\, dt_e \,. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Cette forme de propagation est valable pour le mouvement uniforme. On l'applique alors à un arc très court de translation circulaire, de vitesse angulaire autour du centre de trajectoire assez petite pour qu'à tout instant on puisse assimiler l'élément d'arc à une translation uniforme de courte durée. Voyons ce qui se passe pendant cette durée infiniment petite.

Considérons un astre situé à grande distance, et parcourant une orbite de petite dimension par rapport à cette distance; c'est justement le cas d'une étoile appartenant à un système binaire.

En première approximation, on peut évidemment remplacer $X^{-} = z_r^{-} - z_e^{-}$ par la quantité $(z_r^{-} - z_0^{-})$, où z_0^{-} est le centre de l'orbite; avec la même approximation, la durée T du parcours peut être considérée comme ayant la valeur de $\dfrac{X^{-}}{c}$. Si maintenant on pose:

$$\varphi = \text{angle}\,(z_r^{-} - z_0^{-},\ v^{-})\ , \qquad \varkappa = \left|\frac{v^{-}}{c}\right| ,$$

on tire de l'égalité (3) la relation (4), dans laquelle on a négligé le terme en $\varkappa^3$ (terme en k_2), trop petit pour qu'il soit utile de le conserver:

$$dt = \frac{k_4 + (k_1 + k_3)\,\varkappa \,.\, \cos\varphi}{k_4 + k_3\,\varkappa\cos\varphi} \,.\, dt_e + \frac{k_5\,\varkappa^2}{k_4 + k_3\,\varkappa\cos\varphi} \,.\, dt_e \,. \quad (4)$$

C'est là une relation essentielle, qui livre la clé du problème. Il faut en effet que les valeurs de dt et dt_e restent égales « en moyenne » pour toute la durée du mouvement périodique; si tel n'était pas le cas, il serait impossible d'attribuer une signification aux observations astronomiques, la période observée étant différente de la période réelle de l'astre. Or, pour réaliser le caractère d'égalité moyenne de dt_e et dt dans tout mouvement périodique, il faut que le paramètre k_3, que Varcollier appelle paramètre de décentrement, soit nul.

S'il ne l'est pas, l'onde est décentrée par rapport au point d'émission, ce qui légitime la dénomination de k_3; en outre, on constate qu'alors le dernier terme de la formule (4) ne sera jamais nul, et qu'il y aura toujours une différence dans le même sens entre dt et dt_e.

Par contre, si le paramètre k_3 est nul, l'onde est centrée sur le point d'émission, et la formule (4) se réduit à la suivante:

$$dt = dt_e\left(1 + \frac{k_1}{k_4} \cdot \varkappa \cos \varphi\right) ; \tag{5}$$

la parenthèse du second membre de (5) est périodique comme *cos* φ, et sa valeur moyenne pour une période de φ est l'unité; la période est conservée.

Or, cela est essentiel. Prenons par exemple le problème des étoiles doubles à éclipses; la première chose que l'on observe dans un tel système sont les variations d'éclat; on mesure la durée qui s'écoule entre deux extremums semblables consécutifs; il est bien évident qu'il est impossible de déterminer l'instant exact où s'est produit l'un de ces extremums; mais si l'on veut conserver une signification aux observations, on est amené à poser l'égalité entre la durée Δt_e qui s'écoule entre les deux extremums consécutifs et la durée Δt mesurée par l'observateur terrestre.

Il est donc nécessaire de poser $k_3 = 0$, afin de disposer de l'égalité (5), qui maintient la période. Autrement dit, les observations astronomiques conduisent à la conclusion que l'onde de propagation est centrée sur le point d'émission. C'est là un résultat de première importance.

Il semble d'ailleurs que le raisonnement de M. Varcollier ne soit pas entièrement satisfaisant, étant donné le rapport qu'il y a entre la durée T du parcours jusqu'à l'observateur et la durée *dt* pendant laquelle l'astre peut être regardé comme animé d'un mouvement rectiligne et uniforme. La nécessité de $k_3 = 0$ est mieux établie par la théorie de M. Dive. Mais le calcul de M. Varcollier sur les étoiles doubles est utile; car il permet de réfuter l'interprétation einsteinienne des observations de Sitter.

Pour le reste, on établit que le point $\overline{z_t}$ synchrone de la réception est le foyer-avant de l'ellipsoïde d'onde, cette focalisation sur le point synchrone étant une conséquence de l'expérience de Trouton et Noble ou de celle de Michelson. On a alors $k_2 = - k_1$; de sorte qu'il ne reste plus à trouver que les coefficients k_1 et k_4, ou plutôt leur quotient $\frac{k_4}{k_1}$, qui figure aussi dans (5).

C'est l'expérience de Sagnac qui donne ce dernier renseignement; elle conduit, d'après Varcollier [1], à la valeur définitivement fixée que voici:

$$\frac{k_4}{k_1} = -\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = -(1 - \varkappa^2) \;;$$

de sorte que, finalement, l'équation (2) de l'onde est la suivante:

$$|\overline{X}|^2 - \left(\frac{\overline{v}}{c}, \overline{X}\right)^2 - \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) . c^2 T^2 = 0 \,. \qquad (6)$$

Cette équation de Varcollier est fixée dans ses coefficients; à ce titre, elle présente le même inconvénient que les formules de la théorie d'Einstein, auxquelles elle conduit d'ailleurs directement.

Si l'on choisit maintenant trois axes de coordonnées trirectangulaires x, y, z tels que la vitesse $\overline{v}$ soit parallèle à $0x$, l'équation (6) s'écrit:

$$x^2 (1 - \varkappa^2) + y^2 + z^2 = c^2 (1 - \varkappa^2) T^2 \;; \qquad (6')$$

en y faisant T = 1, on trouve l'indicatrice des vitesses que nous appellerons « indicatrice de Varcollier », et dont nous reparlerons au nº 8:

$$\mu^2 x^2 + y^2 + z^2 = \mu^2 c^2 \,, \qquad (7)$$

[1] Cette partie du calcul de M. Varcollier semble devoir être reprise pour tenir compte de la vitesse w de la terre.

où l'on a posé:

$$\mu^2 = 1 - \varkappa^2 .$$

Cette indicatrice des vitesses entraîne toute la solution du problème; les formules fondamentales de la relativité en résultent, sans qu'on ait dû abandonner ni l'espace classique, ni le temps astronomique universel.

3. — On peut, nous l'avons dit, écrire d'autres indicatrices centrées sur le point d'émission.

M. P. Dive en a donné l'équation générale suivante [1], après avoir établi, le premier semble-t-il, la *nécessité* de la forme ellipsoïdale:

$$\mu^2 x^2 + y^2 + z^2 = a^2 c^2 \mu^2 , \qquad (8)$$

où l'excentricité e vaut $e = \frac{v}{c}$, et où le facteur a est une fonction de la vitesse de la source, reliant la vitesse lorentzienne v à la vitesse galiléenne u:

$$u = a \, . \, v ;$$

a peut donc être considéré comme fonction de v ou comme fonction de u. Le demi-grand axe de l'ellipse est égal à $c \, . \, a$.

Rappelons d'ailleurs que la théorie générale de Dive met en jeu une autre fonction $b\,(u)$, telle que:

$$\Delta t' = (a + b \, . \, u)\, \Delta t .$$

La fonction $a\,(u)$ est une fonction paire de u, tandis que la fonction $b\,(u)$ est impaire; et lorsque u tend vers zéro, $a\,(u)$ doit tendre vers l'unité et $b\,(u)$ vers zéro [2]. Les développements de ces fonctions suivant les puissances croissantes de $\varkappa = \frac{u}{c}$ s'écrivent comme suit:

$$\left\{ \begin{aligned} a\,(u) &= 1 + \Sigma a_j \varkappa^{2j} , \\ b\,(u) &= - \varkappa \left[\frac{1}{c} + \Sigma b_j \varkappa^{2j} \right] . \end{aligned} \right.$$

[1] P. Dive, La lumière et l'électricité dans le temps universel. *Bull. astronomique*, loc. cit.

[2] P. Dive, La lumière et l'électricité dans le temps universel, *loc. cit.*, § 2.

M. Dive a montré que toute indicatrice du type général (8) rend compte de tous les faits connus jusqu'ici, pourvu que les fonctions $a(u)$ et $b(u)$ soient déterminées au premier ordre en $\varkappa$. Peu importe par conséquent la valeur utilisée pour les coefficients a_j; les expériences connues donnent en effet des résultats qui sont du premier ordre en $\varkappa$, tandis que la fonction $a(u)$ est paire.

Nous constaterons plus loin que c'est aussi ce qui arrive pour les observations d'étoiles doubles.

Remarquons que l'équation générale (8) fournit immédiatement trois indicatrices particulières déjà connues:

1° en faisant $a = \frac{1}{\mu^2}$, on obtient une indicatrice signalée par M. Dive [1]:

$$\mu^4 x^2 + \mu^2 (y^2 + z^2) = c^2 , \tag{9}$$

qui correspond au cas de $\Delta t' = \Delta t$;

2° la valeur $a = \frac{1}{\mu}$ donne l'indicatrice de E. Guillaume :

$$\mu^2 x^2 + y^2 + z^2 = c^2 , \tag{10}$$

avec $\Delta t' = \mu \Delta t$;

3° en faisant $a = 1$, on retrouve l'indicatrice (7) de Varcollier, pour laquelle $v = u$ et $\Delta t' = \mu^2 . \Delta t$.

La considération de cette onde ellipsoïdale de propagation permet d'établir, dans l'espace classique et le temps astronomique universel, les formules fondamentales de la théorie de la relativité restreinte [2].

Nous reviendrons sur cette équation (8) au n° 5. Quelle que soit celle de ces indicatrices à laquelle on s'arrête, il lui correspond, dans le cas $dz_r^- = 0$ considéré, une formule de Doppler

[1] P. Dive, Le principe de relativité dans la chronologie universelle. *Bull. de l'Acad. de Clermont*, 1939.

[2] La théorie de l'aberration de Varcollier conduit d'ailleurs, dans le cas d'un mouvement varié de la source et de l'observateur, aux formules de la relativité dite générale. H. Varcollier, *loc. cit.*

généralisée pour les propagations non isotropes, qui est la suivante:

$$\lambda_R = \lambda \left[1 - \frac{u}{V^2} (V \cdot \sin \theta)'_\theta\right] , \tag{11}$$

où λ est la longueur d'onde et V la vitesse donnée par l'indicatrice, où R désigne le récepteur, et où u est la vitesse galiléenne de la source, $u = a(u) \cdot v$; quant à l'angle θ, il est donné par:

$$\theta = \text{angle}\ (\vec{u}, \overrightarrow{OR}) ,$$

où O représente le point d'émission. C'est cette formule (11) qui va nous servir au nº 4, où nous nous proposons de comparer les résultats numériques qu'elle fournit avec ceux tirés de la formule (1) de l'interprétation einsteinienne.

4. — Venons-en au problème des étoiles doubles à éclipses. Supposons le récepteur, d'ailleurs fixe, dans le plan de l'orbite (cas des binaires à éclipses).

Dans une propagation non isotrope, la vitesse du rayonnement émis dépend, nous l'avons vu, du mouvement de la source. La réaction du mouvement de celle-ci sur celui du rayonnement est représentée par la formule (11).

Or, le mouvement orbital de l'étoile satellite est bien établi par les observations astronomiques. La réaction du mouvement de la source sur celui du rayonnement respecte-t-elle les apparences observées ? Telle est la question.

Ou encore, la formule (11) du cas des propagations non isotropes est-elle meilleure que la formule ordinaire de Doppler:

$$\lambda' = \lambda\left(1 + \frac{v}{c}\right) , \tag{12}$$

conservée par la relativité einsteinienne, ou bien est-elle inférieure à celle-ci quant à la qualité des résultats et doit-elle être abandonnée ?

Il est bien évident que, si l'expérience donnait tort à la formule (11), l'aventure serait fort préjudiciable aux théories mettant en jeu des indicatrices de vitesses. Il vaut donc la peine de voir si l'observation astronomique des étoiles doubles permet de décider en faveur de l'une ou de l'autre des formules (11) et (12).

Considérons la formule (11); la vitesse u est à prendre en valeur absolue, sa direction étant donnée par l'angle θ. Portons d'abord notre attention sur les positions de l'étoile pour lesquelles on a $\sin\theta = 0$, c'est-à-dire sur les positions de quadrature $\theta_1 = 0$ et $\theta_2 = \pi$; pour θ_1 l'étoile s'approche du récepteur R; pour θ_2 elle s'en éloigne.

Dans ces deux positions, le facteur $(V.\sin\theta)'_\theta = \frac{dV}{d\theta}.\sin\theta + V.\cos\theta$ prend une expression très simple; il vient, puisque $\sin\theta$ est alors nul:

$$\left\{\begin{aligned} \left[\frac{d(V.\sin\theta)}{d\theta}\right]_1 &= V_1 ,\\ \left[\frac{d(V.\sin\theta)}{d\theta}\right]_2 &= -V_2 , \end{aligned}\right.$$

où V_1 et V_2 sont les valeurs absolues des vitesses de propagation fournies par l'indicatrice utilisée. On a ainsi:

$$\left\{\begin{aligned} (\lambda_R)_1 &= \lambda\left[1 - \frac{|u|}{V_1}\right] ,\\ (\lambda_R)_2 &= \lambda\left[1 + \frac{|u|}{V_2}\right] . \end{aligned}\right. \tag{13}$$

Tels sont les résultats correspondant, le premier au mouvement d'approche de la source, le second au mouvement de récession. Ces résultats sont immédiatement comparables à ceux de la formule (12), où l'on sait que la vitesse relative ν est comptée négativement dans le cas de l'approche, et positivement dans le cas de l'éloignement de la source.

Mais on a en outre $V_1 = V_2$, puisque l'indicatrice est centrée sur le point d'émission; si, d'autre part, on tient compte du fait que, pour les ellipsoïdes (8), on a:

$$\text{demi-grand axe} = V_1 = V_2 = c \,.\, a(u) ,$$

avec:

$$u = v \,.\, a(u) ,$$

on voit qu'on a toujours:

$$\frac{|u|}{V_i} = \frac{a \cdot |v|}{a \cdot c} = \frac{|v|}{c},$$

quelle que soit la fonction $a(u)$.

Ainsi, pour les positions de quadrature θ_1 et θ_2, les formules (13) donnent, dans le cas des indicatrices générales de Dive, comprenant les cas de Guillaume et de Varcollier, exactement les mêmes résultats numériques que la formule (12).

Considérons maintenant les positions pour lesquelles la vitesse u est perpendiculaire à la ligne de visée; on a alors $\cos\theta = 0$; et l'indicatrice centrée donne $\frac{dV}{d\theta} = 0$; de sorte que $(V.\sin\theta)'_\theta = 0$; et $\lambda_R = \lambda$, comme avec (12).

Ainsi, l'observation des binaires à éclipses est incapable de fournir un argument expérimental en faveur de l'une ou de l'autre des explications envisagées: la théorie des propagations non isotropes à indicatrices ellipsoïdales donne les mêmes résultats numériques que celle d'Einstein.

5. — Les indicatrices utilisées au n° 4 sont des indicatrices centrées sur le point d'émission. Nous avons dit pourquoi ce centrage paraît indispensable.

Il est cependant intéressant de chercher ce que donnerait l'emploi d'une indicatrice des vitesses non pas centrée, mais focalisée sur le point d'émission, comme il arrive avec l'interprétation de M. J. Le Roux [1].

Reprenons les formules (13). L'indicatrice n'étant plus centrée, on a $V_1 \neq V_2$; ainsi, pour une valeur donnée de la vitesse de la source, le décalage des raies spectrales vers l'extrémité violette du spectre (quadrature 1) ne serait pas égal au décalage des raies vers le rouge (quadrature 2). Toute la question est alors de savoir s'il serait possible de déceler expérimentalement la différence entre ces deux décalages. Il n'en est rien.

Etant donnée la petitesse de l'excentricité $e = \frac{v}{c}$ de toutes ces indicatrices, l'écart numérique théorique entre les déca-

[1] J. LE ROUX, *loc. cit.*

lages $(d\lambda)_1$ et $(d\lambda_2)$ est extrêmement faible par rapport à ces décalages eux-mêmes, qui sont déjà des quantités très petites. Ces écarts seraient donc pratiquement du second ordre de petitesse par rapport à $\frac{v}{c}$; et il n'est pas possible que les mesures des spectres les mettent en évidence. De sorte qu'en fin de compte une indicatrice focalisée sur le point d'émission, comme celles dont il s'agit dans ce n° 5, donnerait encore, pour les positions de quadrature, les mêmes résultats numériques que

TABLE DES VALEURS DU RAPPORT $\frac{v}{c}$.

Etoiles	Périodes en jours	Distances entre les 2 composantes en 10^6 km.	Masses des 2 composantes ($\odot = 1$)	Vitesses radiales orbitales des 2 comsantes en km/sec	$\frac{v}{c}$
W U Maj	0,33	1,53	0,69 0,49	134 188	0,00045 0,00062
α Gem C	0,81	2,58	0,52 0,52	116 116	0,00039 0,00039
V Pup	1,45	8,84	19,4 19,4	222 222	0,00074 0,00074
U Oph	1,68	8,90	5,36 4,71	180 205	0,00060 0,00068
T V Cas	1,81	6,19	1,83 1,01	88 150	0,00029 0,00050
σ Aql	1,95	10,22	6,19 5,14	164 199	0,00055 0,00066
u Her	2,05	10,29	7,66 2,93	100 253	0,00033 0,00084
TX Her	2,06	7,41	2,06 1,77	121 140	0,00040 0,00047
Z Vul	2,45	10,49	5,24 2,36	96 214	0,00032 0,00071
Y Cyg	3,00	19,25	16,6 15,3	224 243	0,00075 0,00081
β Aur	3,96	12,31	2,40 2,36	109 111	0,00036 0,00037
Z Her	3,99	10,49	1,60 1,30	88 102	0,00029 0,00034
RS Vul	4,48	14,46	4,59 1,44	55 176	0,00018 0,00059

la formule ordinaire de Doppler, sinon en toute rigueur, du moins avec l'approximation atteinte expérimentalement, vu la petitesse de l'excentricité de l'indicatrice.

La table ci-jointe, qui rassemble les données pour un certain nombre de binaires à éclipses, permet de constater que les valeurs du rapport $e = \frac{v}{c}$ sont en effet toujours petites et leurs carrés négligeables.

6. — Mais revenons au cas des indicatrices centrées sur le point d'émission, comme au n° 4.

Les conclusions ne sont pas modifiées si, au lieu de prendre la relation (11) qui correspond à un récepteur fixe, on prend la formule de Doppler plus générale encore, pour laquelle la source et le récepteur sont tous deux mobiles, la première entraînée avec une vitesse galiléenne $\vec{u}$, le second avec une vitesse $\vec{s}$; l'égalité est la suivante [1]:

$$\lambda_R = \lambda \left[\frac{1 - \frac{u}{V^2} (V \cdot \sin \theta)'_\theta}{1 - \frac{s}{V^2}\left(V \cdot \cos \psi + V'_\theta \sin \theta \cdot \cos A\right)} \right], \qquad (14)$$

où ψ est l'angle de la vitesse $\vec{s}$ avec le rayon $\overrightarrow{OR}$, tandis que A est l'angle dièdre d'arête OR formé par les deux plans contenant respectivement les vitesses u et s.

Ecrivons cette relation (14) en abandonnant les termes de degrés supérieurs en u et s; on trouve:

$$\lambda_R = \lambda \left[1 - \frac{u}{V^2} \cdot (V \cdot \sin \theta)'_\theta + \frac{s}{V^2} (V \cdot \cos \psi + V'_\theta \cdot \sin \theta \cdot \cos A) \right] \; ; \quad (15)$$

pour les positions de quadrature, où $\sin \theta = 0$ et $\cos \theta = \pm 1$, il vient:

$$\lambda_R = \lambda \left[1 \mp \frac{|u|}{V_i} + \frac{s \cdot \cos \psi}{V_i} \right] = \lambda \left[1 + \frac{s \cdot \cos \psi \mp |u|}{V_i} \right] \; ;$$

[1] P. Dive, La lumière et l'électricité dans le temps universel. *Bull. astronomique, loc. cit.;* paragraphe traitant de l'aberration des ondes.

mais le numérateur ($s \,.\, \cos \psi \mp |u|$) n'est pas autre chose que la vitesse radiale relative ν. On retrouve encore les résultats numériques de (12).

Remarquons qu'en faisant $s = 0$ dans (15), celle-ci se réduit à (11).

Ainsi, dans le cas de l'absence de tout substratum intersidéral, l'hypothèse d'une propagation ellipsoïdale du type envisagé ci-dessus est en accord avec l'observation, aussi bien et au même ordre que l'interprétation einsteinienne.

7. — On peut se demander enfin ce que deviendraient ces conclusions dans le cas où il existerait un substratum quelconque intersidéral. On sait que cette hypothèse s'introduit logiquement si l'on considère que les formules de Lorentz sont légitimées par l'expérience, avec une valeur finie et positive $C = c^2$ de la constante qui y figure [1].

Les réactions physiques de ce substratum sont pour l'instant impossibles à concevoir; d'autant plus qu'il pourrait bien être variable d'une région de l'Univers à l'autre.

Mais il ne semble pas que son existence soit de nature à faire modifier les conclusions tirées des observations d'étoiles doubles, même si l'on est amené à penser que les ondes ellipsoïdales émises par une source en mouvement tendraient à devenir sphériques par le jeu du postulat des sources secondaires. Dans les positions de quadrature envisagées précédemment, on aurait toujours $V_1 = V_2$ au départ des ondes; et même si l'on admettait que la vitesse de la lumière pourrait ne pas être la même dans tous les domaines de cet Univers, l'égalité $V'_1 = V'_2$ subsisterait en général jusqu'au point récepteur, puisque la propagation des deux ondes se ferait pratiquement à travers les mêmes régions du substratum.

La théorie des propagations non isotropes serait donc encore en accord avec l'observation du phénomène des étoiles doubles.

8. — *Conclusions.* Ainsi, quelle que soit l'indicatrice des vitesses utilisée, il sera impossible de déceler par l'étude des

[1] E. ESCLANGON, *La notion de temps.* Paris, Gauthier-Villars, 1938, p. 72-76.

spectres une différence entre les résultats numériques donnés par l'application des formules (11) et (12); et si l'on prend une indicatrice centrée sur le point d'émission, comme il est nécessaire si l'on veut que les observations astronomiques conservent une signification, ces résultats sont rigoureusement les mêmes pour les positions de quadrature de l'étoile envisagée. L'étude des étoiles à éclipses n'est donc pas en mesure de fournir un argument expérimental en faveur de l'une des théories plutôt que de l'autre. Et l'on doit constater que les théories admettant, comme celle très générale de M. Dive ou celle plus particulière de M. Varcollier, des propagations non isotropes, ne sont pas en contradiction avec l'expérience. Dans le problème des étoiles doubles, ces théories relativistes conduisent à des résultats numériques équivalents à ceux de la théorie einsteinienne. Il est donc faux de prétendre que l'observation des étoiles doubles permet d'affirmer la constance absolue de la vitesse de la lumière; cette constance n'est pas davantage établie par l'observation des étoiles à éclipses qu'elle ne l'est par le résultat négatif de l'expérience de Michelson.

Or, avec les théories reposant sur l'emploi d'indicatrices de vitesses, on reste dans l'espace classique et l'on garde le temps astronomique universel. C'est là un avantage considérable sur la déconcertante et artificielle interprétation d'Einstein; on conviendra qu'il était bien inutile d'introduire celle-ci pour obtenir exactement les mêmes résultats numériques.

Mais la théorie représentée par la formule (8) des propagations ellipsoïdales présente encore un autre avantage, non moins considérable, et qu'il est indiqué de mettre en évidence. Cette théorie, très générale et très souple, contient des possibilités que les formules einsteiniennes ne présentent pas. Tous les phénomènes actuellement connus, y compris celui des étoiles doubles, sont également bien représentés, du point de vue numérique, par les formules du type de propagation de Dive et par celles d'Einstein. Mais, comme nous l'avons déjà remarqué au n° 3, ces phénomènes ne s'imposent qu'au premier ordre relativement à $\varkappa$; il suffit donc que les fonctions $a(u)$ et $b(u)$ de Dive soient déterminées, elles aussi, au premier ordre en $\varkappa$; elles laissent pour l'instant indéterminés les coefficients des termes du second ordre; c'est pourquoi il est indifférent de choisir, pour l'application, l'indicatrice particulière de 1939 de Dive $\left(a = \frac{1}{\mu^2}\right)$, ou l'indicatrice de Guillaume $\left(a = \frac{1}{\mu}\right)$, ou l'indicatrice de Varcollier ($a = 1$), ou toute autre indicatrice contenue dans l'expression (8); les phénomènes connus sont également bien représentés. Mais, s'il devient une fois nécessaire de rendre compte d'une expérience plus précise s'imposant au second ordre en $\varkappa$, il suffira de préciser la valeur du coefficient a_1 dans la fonction $a\ (u)$; l'ondulation générale (8) rendra compte alors du nouveau phénomène, en plus des phénomènes actuellement représentés. L'interprétation einsteinienne n'a pas cette possibilité; elle a donc tout à craindre d'une expérience à venir, alors que la théorie proposée par M. Dive répond à l'avance à toute nouvelle exigence expérimentale.

D'ailleurs, l'interprétation de M. Varcollier, un peu assouplie, aurait pu présenter le même avantage. L'ondulation générale (2) de Varcollier met en jeu quatre coefficients k_i; l'onde étant centrée sur le point d'émission, on a $k_3 = 0$; la focalisation sur le point synchrone, entraînée par l'expérience de Trouton et Noble, exige $k_2 = -k_1$; de sorte qu'il ne reste à préciser que le quotient $\frac{k_4}{k_1}$; M. Varcollier utilise l'expérience de Sagnac, et pense en tirer la valeur définitivement fixée:

$$\frac{k_4}{k_1} = -(1 - \varkappa^2) \ ;$$

d'où son indicatrice:

$$\mu^2 x^2 + y^2 + z^2 - c^2 (1 - \varkappa^2) = 0 \ .$$

Remarquons alors que le quotient $\frac{k_4}{k_1}$ n'est connu expérimentalement qu'au premier ordre; il aurait donc suffi, pour réserver l'avenir, d'écrire:

$$\frac{k_4}{k_1} = -(1 - \varkappa^2) \, . \, a^2 (\varkappa) \ ,$$

avec:

$$a (\varkappa) = a_0 + \Sigma \, a_j \, \varkappa^{2j} \ ;$$

on aurait obtenu ainsi une nouvelle indicatrice, plus générale que l'indicatrice fixée de Varcollier; c'eût été la suivante:

$$\mu^2 x^2 + y^2 + z^2 = a^2(\varkappa) \cdot c^2(1 - \varkappa^2) , \tag{16}$$

où l'on reconnaît l'équation (8) de M. P. Dive.

L'expérience de Sagnac a conduit M. Varcollier à poser

$$a^2(\varkappa) = 1 ,$$

c'est-à-dire $a_0 = 1$ et $a_j = 0$; mais le résultat numérique tiré de (16) rendrait encore compte de l'expérience quel que soit a_1, comme l'a montré M. P. Dive.

C'est à ce dernier que revient le mérite d'avoir établi l'équation de l'onde ellipsoïdale sous la forme très générale (8) ou (16), qui présente, par sa souplesse, un avantage considérable sur les formules définitivement fixées d'Einstein, incapables de satisfaire à la moindre exigence expérimentale nouvelle.

En résumé, rien n'exige la propagation toujours isotrope d'Einstein, qu'on peut avantageusement remplacer par une théorie à propagation non isotrope, sans quitter l'espace classique ni le temps astronomique universel, et par conséquent sans introduire les artifices inutiles du célèbre physicien.