

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 24 (1942)

Artikel: À propos de la conclusion qu'on peut tirer du problème des étoiles doubles en ce qui concerne les théories relativistes
Autor: Tiercy, Georges
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-741734>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 04.04.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

A propos de la conclusion qu'on peut tirer du problème des étoiles doubles en ce qui concerne les théories relativistes

PAR

Georges TIERCY

(Avec 1 fig.)

1. — Il est acquis aujourd'hui que les observations astronomiques n'imposent aucunement, contrairement à ce qu'on a si souvent prétendu il y a quelques années, les étonnantes interprétations d'Einstein relatives au rayonnement des sources en mouvement. Les observations d'étoiles doubles, notamment, ne permettent, pas plus que le résultat de l'expérience de Michelson, de conclure que la vitesse de propagation de la lumière soit indépendante du mouvement de la source lumineuse; les phénomènes concernant ces couples stellaires sont numériquement tout aussi bien représentés par les théories relativistes qui rejettent l'hypothèse einsteinienne de la contraction des corps en mouvement pour adopter celle de la déformation des ondes; ces dernières théories attribuent à l'onde émise une forme ellipsoïdale, comme H. Poincaré le suggérait déjà¹, afin de se passer de « cette extraordinaire contraction de tous les corps »; et elles sont plus intelligibles que les interprétations einsteiniennes, car elles ne quittent pas l'espace classique ni le temps astronomique universel.

La considération d'une onde ellipsoïdale permet d'établir facilement les formules fondamentales de la relativité res-

¹ H. POINCARÉ, *La valeur de la science*, p. 203, 1905.



treinte; quelle que soit l'indicatrice des vitesses à laquelle on s'arrête, il lui correspond une formule de Doppler généralisée, dont la forme a été indiquée par P. Dive ¹; cette formule générale concerne une source et un récepteur tous deux mobiles.

Dans une telle propagation non isotrope, la vitesse du rayonnement émis dépend donc du mouvement de la source lumineuse; et la formule de Doppler généralisée représente la réaction du mouvement de la source sur celui du rayonnement.

Or, le mouvement orbital de l'étoile satellite est bien établi par les observations astronomiques. La question qui se pose est de savoir si la réaction du mouvement de la source sur celui de la radiation respecte les apparences observées.

Nous avons montré que, dans la question des étoiles doubles, et en l'absence de tout substratum intersidéral, la formule de Doppler du cas des propagations non isotropes donne, pour le décalage des raies spectrales dans les positions de quadrature de l'étoile satellite, exactement les mêmes résultats numériques que la formule ordinaire de Doppler conservée par l'interprétation einsteinienne ². Nous avons pu, en conséquence, conclure que 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, tout en étant plus intelligible.

2. — Mais l'emploi d'une indicatrice ellipsoïdale des vitesses dans le problème des étoiles doubles pose une nouvelle question, à laquelle nous nous proposons de répondre ici.

Considérons l'indicatrice générale des vitesses de Dive:

$$\mu^2 x^2 + y^2 + z^2 = a^2 c^2 \mu^2, \quad (1)$$

que nous réduirons à l'ellipse $z = 0$,

$$\mu^2 x^2 + y^2 = a^2 c^2 \mu^2. \quad (2)$$

¹ P. DIVE, L'électro-optique dans le temps universel. *Bulletin astronomique*, 1940, tome XII, fasc. 1.

² G. TIERCY, Les binaires à éclipses, la vitesse de la lumière et les théories relativistes. *Archives*, 1941. Le même dans *Publ. de l'Observatoire de Genève*, fasc. 36.

On sait que

$$\mu^2 = 1 - \frac{v^2}{c^2},$$

et que le facteur a est une fonction $a(u)$ de la vitesse galiléenne u de la source, fonction que Dive a mise sous la forme:

$$a(u) = 1 + \Sigma a_j \kappa^{2j}, \quad \text{où} \quad \kappa = \frac{u}{c}. \quad (3)$$

Toute indicatrice du type (1) rend compte des faits connus jusqu'ici, pourvu que la fonction $a(u)$ soit déterminée au premier ordre en κ ; cela explique qu'on puisse parler de plusieurs indicatrices particulières aussi satisfaisantes numériquement les unes que les autres:

$$\left\{ \begin{array}{l} a = \frac{1}{\mu^2}, \quad \text{indicatrice signalée par Dive en 1939,} \\ a = \frac{1}{\mu}, \quad \text{indicatrice de Guillaume,} \\ a = 1, \quad \text{indicatrice de Varcollier,} \\ \text{etc.} \end{array} \right.$$

Dans une recherche toute récente, dont il a bien voulu nous communiquer le résultat, M. P. Dive a trouvé l'expression de la fonction $a(u)$ correspondant à la condition que la force quadridimensionnelle soit un tenseur; dans ce cas, on obtient une expression de $a(u)$ entièrement déterminée:

$$(a^2)^{a^2} = e^{u^2/c^2}; \quad (4)$$

il est clair d'ailleurs que l'expression (4) fait partie des valeurs (3), car elle donne le développement suivant ¹:

$$a(u) = 1 + \frac{1}{2} \kappa^2 - \frac{3}{8} \kappa^4 + \frac{25}{48} \kappa^6 - \frac{287}{384} \kappa^8 + \dots$$

¹ Il suffit de poser $a^2 = x$; on a alors:

$$x \text{ Log } x = \kappa^2,$$

c'est-à-dire:

$$x \left[- (1-x) - \frac{(1-x)^2}{2} - \frac{(1-x)^3}{3} - \frac{(1-x)^4}{4} - \dots \right] = \kappa^2;$$

en écrivant ensuite:

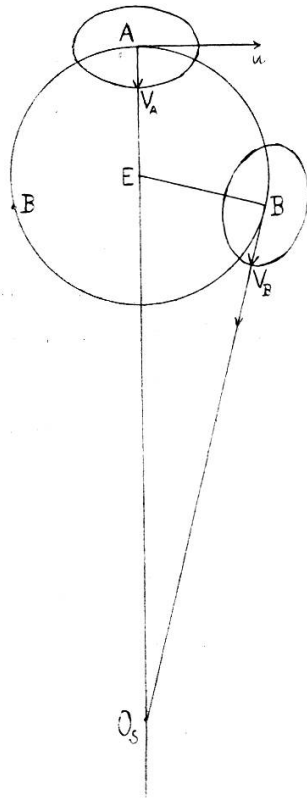
$$x = 1 + A\kappa^2 + B\kappa^4 + C\kappa^6 + D\kappa^8 + \dots,$$

on trouve les coefficients A, B, C, D, ... par simple identification.

Cette expression permet donc, comme toutes les indicatrices particulières tirées de (3), de rendre compte de tous les faits expérimentaux connus; il resterait, bien entendu, à examiner si la condition qui a conduit à l'égalité (4), et relative à la force quadridimensionnelle, est nécessaire.

Conservons l'expression générale (3). Quelle que soit la fonction $a(u)$ utilisée, pourvu qu'elle appartienne à (3), on est conduit à poser la question suivante concernant le problème des étoiles doubles:

L'étoile satellite décrivant sa trajectoire autour de l'étoile principale E (fig.) dans le sens de A vers B avec la vitesse u , à quelle distance $EO_s = \Delta$ un observateur O_s devrait-il être



placé pour voir le satellite à la fois en A et en B, cette dernière position étant celle de quadrature? On considère ici le cas où le compagnon, passant en A, n'est pas éclipsé par E pour le spectateur O_s .

La question que nous venons d'énoncer mérite d'être examinée. L'indicatrice des vitesses, entraînée par le satellite dans la ronde de ce dernier autour de E, indique effectivement que le rayon partant de B vers O_s chemine avec une vitesse V_B plus grande que celle, V_A , du rayon partant de A vers O_s (toujours dans l'hypothèse de l'absence de tout substratum).

Il y a donc certainement sur la droite considérée un certain point O_s , où les deux signaux lumineux arrivent simultanément. Il s'agit de savoir si ce point O_s est situé à une distance Δ considérablement plus grande que les distances connues qui nous séparent des étoiles doubles étudiées, ou si, au contraire, Δ est comparable à ces distances.

3. — Précisons tout de suite que cette question ne présente pas d'intérêt pour les étoiles spectroscopiques; en effet,

dans ces couples, les composantes sont inséparables visuellement.

Si donc les rayons partis des positions A et B respectivement arrivent en même temps sur le récepteur (plaque photographique), le rayon parti de B donne des raies spectrales décalées vers l'ultra-violet selon la loi de Doppler-Fizeau, tandis que le rayon parti de A fournit des raies spectrales sans effet Doppler; ces dernières raies se superposent donc pratiquement à celles dues à l'étoile principale, dont le déplacement est d'ailleurs beaucoup plus faible que celui du satellite. On ne vérifiera donc rien sur ces données quant au problème posé.

Dans la position de quadrature d'éloignement B', symétrique de B par rapport à EO_s , le rayon envoyé vers O_s donne des raies spectrales décalées vers l'extrémité rouge du spectre, comme on sait; et la comparaison des spectres émis par le compagnon en B et en B' permet de calculer la vitesse relative de celui-ci sur son orbite autour de E; le reste du calcul est connu.

Ainsi, pour les binaires spectroscopiques, la question posée ne présente pas d'intérêt, même si la distance spéciale Δ est de l'ordre de grandeur des distances qui nous séparent des étoiles de cette catégorie.

Elle ne saurait présenter d'intérêt que pour les étoiles doubles séparables visuellement. Si, en effet, dans ce cas, la distance spéciale Δ calculée était de l'ordre de grandeur des distances concernant les étoiles de ce type, il est évident que les théories relativistes basées sur l'emploi des indicatrices ellipsoïdales de vitesses seraient gravement compromises par le résultat même des observations terrestres; car alors l'observateur O_s devrait voir le satellite simultanément dans les deux positions A et B; la chose serait aussi gênante que les contradictions reprochées à la théorie einsteinienne.

Si, par contre, on trouve une valeur Δ énorme, d'un ordre de grandeur très supérieur à celui des distances qui vont aux couples stellaires mesurés, cela signifiera que les théories relativistes à propagation non isotrope représentées par l'expression (3) échappent complètement au danger en question.

C'est bien ce qui arrive, comme nous allons le montrer. Et

cette précision vaut bien la peine d'être apportée; car il est déjà reconnu qu'une théorie à propagation non isotrope correspondant à l'expression (3) est en accord numérique avec les résultats de toutes les expériences connues, aussi bien et au même ordre d'approximation que la théorie issue de l'interprétation einsteinienne; le seul danger pour la première réside dans la question posée dans la présente étude.

En écartant ce danger, nous confirmerons la conclusion, déjà exprimée, que l'étude des étoiles doubles n'est pas en mesure de fournir un argument expérimental en faveur de l'une des théories plutôt que de l'autre. Toutes conduisent aux formules de Lorentz et à leurs conséquences.

4. — Le calcul de la distance spéciale Δ n'est pas compliqué. En B, la vitesse V_B de propagation du rayonnement émis par le satellite en mouvement est donnée par le demi-grand axe de l'ellipse (2); tandis que la vitesse V_A de propagation du rayon parti de A vers O_s est fournie par le demi-petit axe de cette même indicatrice. Ces demi-axes mesurent, le premier ac , le second $ac\mu$. Les vitesses V_A et V_B sont donc entre elles dans le rapport:

$$\frac{V_A}{V_B} = \mu .$$

Appelons R le rayon de l'orbite du compagnon. On a:

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{AO_s} = \Delta + R , \\ \overline{BO_s} = \sqrt{\Delta^2 - R^2} . \end{array} \right.$$

D'autre part, l'angle $EO_sB = \varepsilon$ est donné par la relation:

$$\sin \varepsilon = \frac{R}{\Delta} , \quad \text{ou} \quad \varepsilon = \frac{R}{\Delta} ;$$

de sorte que l'arc d'orbite AB a pour valeur:

$$\text{arc AB} = \frac{\pi}{2} + \frac{R}{\Delta} ;$$

si donc τ est la période de révolution exprimée en secondes de temps, la durée employée par le compagnon pour passer de A à B vaut :

$$\text{durée } \widehat{AB} = \frac{\tau}{2} \cdot \frac{\frac{\pi}{2} + \frac{R}{\Delta}}{\pi} = \frac{\tau}{4} + \frac{\tau}{2} \cdot \frac{R}{\pi \Delta} ;$$

c'est à peine plus que le quart de la période.

La condition pour que les signaux partis respectivement de A et de B arrivent simultanément en O_s s'écrit alors comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta + R}{V_A} &= \text{durée } \widehat{AB} + \frac{\sqrt{\Delta^2 - R^2}}{V_B} ; \\ \frac{\Delta + R}{V_A} &= \frac{\tau}{4} + \frac{\tau}{2} \cdot \frac{R}{\pi \Delta} + \frac{\sqrt{\Delta^2 - R^2}}{V_B} , \end{aligned} \quad (5)$$

relation qui fournira la valeur cherchée de Δ ; étant donnée la petitesse de l'angle ε , il suffira d'écrire $\frac{\tau}{4}$ pour la durée \widehat{AB} .

Il est entendu que l'étoile principale E décrit aussi, avec la même période τ , une orbite autour du centre de gravité du couple; mais cette orbite est beaucoup plus petite que celle décrite par le compagnon; cependant, on pourrait faire, pour l'étoile E, un calcul analogue à celui qu'on fait pour le compagnon.

Calculons d'abord la différence δ des durées $\frac{AO_s}{V_A}$ et $\frac{BO_s}{V_B}$ qu'emploient respectivement les rayons partis de A et de B pour arriver en O_s ; on a, avec $\frac{V_A}{V_B} = \mu$:

$$\delta = \frac{\Delta + R}{V_A} - \frac{\sqrt{\Delta^2 - R^2}}{V_B} = \frac{\Delta + R - \mu \sqrt{\Delta^2 - R^2}}{\mu V_B} .$$

On voit qu'il faut connaître la période τ de révolution, la vitesse orbitale du corps considéré, et par suite le rayon R de l'orbite. On aura finalement :

$$\delta = \frac{\tau}{4} .$$

L'observation astronomique peut faire connaître les trois grandeurs nécessaires, tant pour les étoiles doubles visuelles que pour les binaires spectroscopiques.

Nous avons précisé au n° 2 que le problème étudié ici ne présentait pas d'intérêt pour les dernières nommées. Nous ferons cependant aussi le calcul, à titre d'exemple, pour la composante extérieure d'une étoile double à éclipses, afin de voir l'ordre de grandeur de la distance Δ correspondante.

5. — Considérons donc, tout d'abord, l'étoile double à éclipses Z Vulpeculae, dont voici les caractéristiques connues:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{période: } 2^j,45; \\ \text{masses: } 5,24 \text{ et } 2,36 (M_{\odot} = 1); \\ \text{distance des deux composantes: } (10,49) \cdot 10^6 \text{ km}; \\ \text{distances au centre de gravité du couple: } (3,17) \cdot 10^6 \text{ et} \\ \quad (7,32) \cdot 10^6 \text{ km}; \\ \text{vitesses radiales orbitales: } 96 \text{ km et } 214 \text{ km par sec.}; \\ \alpha = \frac{u}{c} : 0,00032 \text{ et } 0,00071 . \end{array} \right.$$

Étudions le cas du compagnon, dont les données numériques sont ainsi:

$$\left\{ \begin{array}{l} R = (7,32) \cdot 10^6 \text{ km}; \\ \alpha = \frac{u}{c} = 0,00071; \\ \text{période} = 211.680 \text{ sec.} . \end{array} \right.$$

Il vient:

$$\mu^2 = 1 - \frac{v^2}{c^2} = 1 - \frac{u^2}{a^2 c^2} = 1 - \frac{(0,00071)^2}{1 + a_2 \alpha^2 + \dots},$$

et avec une approximation suffisante:

$$\mu^2 = 1 - (0,00071)^2 = 1 - 0,00000050 ;$$

$$\mu = 1 - 0,00000025 ;$$

puis:

$$\delta = \frac{\Delta + (7,32) \cdot 10^6 - (1 - 0,00000025) \cdot \sqrt{\Delta^2 - (53,5824) \cdot 10^{12}}}{(1 - 0,00000025) \cdot (1 + \Sigma a_j \alpha^{2j}) \cdot (300.000)},$$

car $V_B = ac = (1 + \sum a_j \kappa^{2j}) \cdot (300.000)$; ce qui donne, en laissant tomber les termes négligeables:

$$\delta = \frac{\Delta + (7,32) \cdot 10^6 - 0,99999975 \left(\Delta - \frac{26,79 \cdot 10^{12}}{\Delta} + \dots \right)}{300.000},$$

$$\delta = \frac{0,00000025 \Delta + (7,32) \cdot 10^6}{3 \cdot 10^5}.$$

Puisque $\delta = \frac{\tau}{4}$, on obtient l'équation:

$$0,00000025 \Delta + (7,32) \cdot 10^6 = 52920 \cdot (3 \cdot 10^5) = 15876 \cdot 10^6 ;$$

d'où:

$$0,00000025 \Delta = 15868,68 \cdot 10^6 ;$$

$$\Delta = 6,36 \cdot 10^{16} \text{ km} .$$

L'année-lumière valant $(9,461) \cdot 10^{12}$ km, on voit que cette distance Δ est de l'ordre de 10.000 années-lumière.

Rappelons ici que les parallaxes des étoiles doubles spectroscopiques connues sont supérieures à $0'',001$; c'est-à-dire que les distances qui nous séparent de ces étoiles sont inférieures à 1.000 parsecs ou 3.260 années-lumière; et, à ces distances, ces couples sont inséparables visuellement.

La valeur trouvée pour la distance Δ est encore plus grande. Elle reste cependant dans les limites de la galaxie; mais, comme nous l'avons rappelé plus haut, la question est dépourvue d'intérêt pour ce cas, les composantes de ces couples étant indiscernables individuellement.

6. — Venons-en maintenant au cas des étoiles doubles visuelles. La distance moyenne a des deux composantes exprimées en unités astronomiques reste, pour les couples mesurés, comprise entre 0,8 et 100 unités ¹. La valeur $a = 0,8$ appartient à l'étoile α Aurigae et correspond à une période de $0^{\text{an}},285$; pour le couple de α Geminorum, on a $a = 80$ et une période de 306 ans. D'une façon générale, on peut dire qu'en gros, la

¹ RUSSELL-DUGAN-STEWART, *Astronomy*, II, table, p. 686.

distance a augmente en même temps que la période, mais beaucoup moins rapidement.

Nous allons calculer les valeurs de Δ pour α Aur. et α Gem.; nous obtiendrons ainsi les valeurs extrêmes de l'échelle des Δ pour les binaires visuelles connues.

α Aur. (*Capella*), calcul pour m_2 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Période: } 0^{\text{an}},285 = 105 \text{ jours} = 9.072.000 \text{ sec.;} \\ a = (0,85) \cdot 150 \cdot 10^6 \text{ km} = 127,5 \cdot 10^6 \text{ km;} \\ \text{masses: } m_1 = 4,2; \quad m_2 = 3,3 (M_{\odot} = 1); \\ \text{distances au centre de gravité du groupe:} \\ \quad \left\{ \begin{array}{l} 56,1 \cdot 10^6 \text{ km pour } m_1 \\ 71,4 \cdot 10^6 \text{ km pour } m_2 = R; \end{array} \right. \\ \text{vitesse orbitale moyenne} = \frac{2\pi R}{9.072.000} = 87 \text{ km/sec.;} \\ x = \frac{u}{c} = \frac{87}{300.000} = 0,00029. \end{array} \right.$$

On déduit de ces données:

$$\begin{aligned} \mu^2 &= 1 - (0,00029)^2 = 1 - 0,0000000841; \\ \mu &= 1 - 0,0000000420; \\ \delta &= \frac{0,0000000420 \Delta + (71,4) \cdot 10^6}{3 \cdot 10^5} = \frac{\tau}{4} = 2.536.000; \\ 0,0000000420 \Delta &= 760.729 \cdot 10^6 \\ \Delta &= 18,113 \cdot 10^{18}. \end{aligned}$$

On voit qu'ici la distance Δ en question est de l'ordre de 2.000.000 années-lumière; avec une telle distance, on sort de la galaxie et on s'en éloigne beaucoup. Il n'y a donc aucun risque à envisager pour les théories à propagation non isotrope.

α Gem. (*Castor*).

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{période} = 306 \text{ ans} = 111.766 \text{ jours} = (9,60) \cdot 10^9 \text{ sec.;} \\ a = 80.150 \cdot 10^6 \text{ km} = 12 \cdot 10^9 \text{ km;} \\ m_1 \text{ et } m_2 \text{ non déterminées.} \end{array} \right.$$

Les masses individuelles n'étant pas connues, on ne peut pas fixer exactement le rayon de chacune des deux orbites principales (chaque composante étant double à son tour). Nous prendrons :

$$R = \frac{4}{7} \cdot a = (6,9) \cdot 10^9 \text{ km} ;$$

que R soit en réalité un peu plus grand ou plus petit, cela ne changera pas l'ordre de grandeur de Δ .

On obtient :

$$\text{vitesse orbitale moyenne} = \frac{2\pi R}{(9,60) \cdot 10^9} = 4,65 \text{ km/sec.} ;$$

$$\kappa = \frac{u}{c} = \frac{4,65}{3 \cdot 10^5} = (1,55) \cdot 10^{-5} ;$$

$$\mu^2 = 1 - (1,55)^2 \cdot 10^{-10} = 1 - (2,40) \cdot 10^{-10} ;$$

$$\mu = 1 - (1,20) \cdot 10^{-10} ;$$

$$\delta = \frac{(1,2) \cdot 10^{-10} \cdot \Delta + (6,9) \cdot 10^9}{3 \cdot 10^5} = \frac{\tau}{4} = (2,4) \cdot 10^9 ;$$

$$(1,2) \cdot 10^{-10} \Delta = (7,2) \cdot 10^{14} ;$$

$$\Delta = 6 \cdot 10^{24} \text{ km} ;$$

quantité de l'ordre de grandeur de 10^{12} années-lumière.

Si l'on songe que les nébuleuses les plus lointaines qui soient connues sont situées à des distances de l'ordre de $(1,5) \cdot 10^8$ années-lumière, on voit que la valeur de Δ indiquée par le calcul nous transporte à une distance inimaginable.

Les théories relativistes à propagation non isotrope basées sur la formule (3) ne risquent décidément aucun danger de la part des étoiles doubles.

7. — *Conclusion.* C'est celle que nous avons annoncée; elle confirme ce qui était acquis déjà précédemment, à savoir qu'une théorie relativiste à propagation non isotrope issue de la formule (3) rend compte de toutes les expériences et observations connues, aussi bien et au même ordre d'approximation que la déconcertante théorie einsteinienne.

Le problème des étoiles doubles, notamment, est totalement incapable de fournir un argument expérimental en faveur de l'une plutôt que de l'autre des théories envisagées; celles-ci rendent toutes compte de ce phénomène astronomique avec la même exactitude numérique.

Cela signifie, en conséquence, que l'observation des étoiles doubles ne permet pas de conclure à la constance absolue de la vitesse de la lumière, pas davantage que ne le permet le résultat de l'expérience de Michelson. Et il convient de bien relever que jusqu'ici, l'hypothèse einsteinienne du ralentissement du temps propre dans les systèmes en mouvement, malgré les retentissantes discussions théoriques qu'elle a provoquées, n'a jamais été confirmée ni contredite par une expérience directe quelconque.

En d'autres termes, l'interprétation einsteinienne n'est nullement imposée par l'expérience. La voie est libre pour d'autres explications. D'ailleurs, une théorie relativiste basée sur l'emploi des indicatrices ellipsoïdales de vitesses semble dégagée des contradictions auxquelles n'échappe pas celle d'Einstein; et comme, enfin, la première ne sort pas de l'espace classique et conserve le temps astronomique universel, on conçoit qu'elle soit plus simple et plus intelligible que l'interprétation einsteinienne; elle représente toute l'électro-optique dans le temps universel par des formules extrêmement voisines de celles d'Einstein ou identiques à celles-ci, et qui leur sont équivalentes quant aux résultats numériques.

En résumé, rien n'exige que la propagation de la lumière, en l'absence de tout substratum intersidéral, soit toujours isotrope; et cette hypothèse, qui complique les choses, est avantageusement remplacée, du moins en ce qui concerne l'astronomie, par une théorie relativiste basée sur l'emploi d'une indicatrice ellipsoïdale des vitesses.
