LE JOURNAL DE PHYSIQUE TOME 28, MAI-JUIN 1967, PAGE 481.

# LA DYNAMIQUE DU GUIDAGE DANS UN MILIEU RÉFRINGENT ET DISPERSIF ET LA THÉORIE DES ANTIPARTICULES

Par M. Louis de BROGLIE.

**Résumé.** — L'auteur examine, dans le cadre de ses idées sur la réinterprétation de la Mécanique ondulatoire, quel doit être le « mouvement de guidage » du corpuscule dans son onde quand l'onde se propage dans un milieu réfringent dispersif et, en particulier, quand la vitesse de groupe est en sens inverse de la vitesse de phase. *Il montre que l'on est ainsi conduit à envisager d'une façon très nouvelle le problème des antiparticules.*

**Abstract.** — The author investigates, within the framework of his ideas, a new interpretation of wave mechanics, what could be the "leading motion" of the particle in its wave, as the wave is propagated in a dispersive refracting medium and, especially, when the group velocity has its direction opposite to that of the phase velocity. He shows that he is also led to consider the problem of antiparticles in a new way.

**1. Introduction.** — Dans ce qui suit, je vais constamment utiliser les idées qui sont à la base de l'interprétation de la Mécanique ondulatoire par la théorie de la double solution, interprétation que, reprenant une tentative faite dès 1927 dans un article du *Journal de Physique*, j'ai considérablement développée depuis une quinzaine d'années.

Je ne reproduirai pas ici en détail l'exposé de la théorie de la double solution et de ses prolongements actuels et je renverrai à ce sujet aux publications numérotées [1], [2], [3] et [4] dans la bibliographie donnée en fin d'article. Je me contenterai donc de rappeler les trois hypothèses sur lesquelles repose aujourd'hui cette théorie. Ces hypothèses, les voici :

*a)* J'admets que, dans la constante association des ondes et des corpuscules naguère révélée par le succès de la Mécanique ondulatoire, l'onde et le corpuscule sont des réalités physiques dont l'évolution est susceptible d'être clairement représentée dans l'espace au cours du temps. L'onde réelle, que je nomme l'onde $v$, est pour moi un processus physique qui évolue dans l'espace au cours du temps suivant les équations de propagation qui sont bien connues dans les différentes branches de la Mécanique ondulatoire (équation de Schrödinger, dégénérescence non relativiste de l'équation de Klein-Gordon, équations de Dirac, équations de Maxwell, etc.). Quant au corpuscule, il est pour moi une sorte de petit objet, siège d'une haute concentration d'énergie, qui est constamment bien localisé dans son onde et qui s'y déplace suivant des lois qui vont être précisées ci-dessous. L'onde $\Psi$ usuellement utilisée en Mécanique quantique serait une onde fictive reliée à l'onde réelle $v$ par la formule $\Psi = Cv$ où $C$ est une constante de normalisation telle que $\int |\Psi|^2 \mathrm{d}\tau = 1$, ce qui permet à la grandeur $|\Psi|^2$ de représenter en valeur absolue la probabilité de la présence du corpuscule dans l'élément de volume $\mathrm{d}\tau$ de l'espace.

*b)* Si le mouvement du corpuscule n'était pas soumis aux perturbations dont il sera question en *c)*, ce mouvement serait constamment défini par « la loi du guidage du corpuscule par l'onde » dont voici l'énoncé : « Si l'onde $v$ est représentée par la formule $v = a(x, y, z, t)\, \mathrm{e}^{\frac{i}{\hbar}\varphi(x, y, z, t)}$ avec $a$ et $\varphi$ réels, la quantité du mouvement $\mathbf{p}$ du corpuscule, quand il occupe la position $xyz$ à l'instant $t$, est donnée par la formule $\mathbf{p} = -\,\mathbf{grad}\,\varphi$. » On vérifie aisément que cette loi de guidage peut aussi s'énoncer en disant : « Le corpuscule se déplace dans son onde de façon que sa vibration interne, telle qu'elle a été définie dès les débuts de la Mécanique ondulatoire, reste constamment en phase avec l'onde qui le porte. » Nous verrons dans ce qui suit que ce second énoncé de la loi du guidage est plus général que le premier. Quand on admet la loi du guidage, on peut apercevoir la raison pour laquelle la quantité $|\Psi(x, y, z, t)|^2$ donne la probabilité de la présence du corpuscule au point $x$, $y$, $z$ à l'instant $t$. Mais, comme nous allons maintenant l'indiquer, une démonstration plus rigoureuse de cette déduction exige l'introduction d'une hypothèse supplémentaire.

*c)* Pour rendre plus rigoureuse la démonstration dont je viens de parler, il m'a paru depuis une dizaine d'années nécessaire d'admettre que le corpuscule se trouve constamment en contact énergétique avec un milieu caché qu'il est naturel d'identifier avec le « milieu subquantique » dont l'existence avait été envisagée dès 1954 dans un article de la *Physical Review* par MM. Bohm et Vigier. Par suite des perturbations continuelles que lui inflige son contact permanent avec le milieu subquantique, le corpuscule doit être animé d'une sorte de mouvement brownien qui le fait constamment sauter d'une des trajectoires définies par la formule du guidage sur une autre et c'est ce sautillement incessant du corpuscule dans son onde qui permet une meilleure justification de la signification statistique de la grandeur $|\Psi|^2$. Mais si l'on admet cette interaction permanente entre le corpuscule et le milieu subquantique, on est presque nécessairement amené à penser que ce milieu constitue une sorte de thermostat caché avec lequel le corpuscule est constamment en contact. Reprenant certaines idées que j'avais eues il y a vingt ans, j'ai été amené dans ces dernières années à constituer sur cette base une « Thermodynamique cachée des particules » (voir [3]), qui, lorsqu'elle aura été développée et peut-être rectifiée sur certains points, me paraît devoir jouer un grand rôle dans les progrès futurs de la Physique quantique.

Je dois souligner que l'image que l'on obtient ainsi du mouvement du corpuscule dans son onde présente une grande analogie avec le mouvement d'une molécule dans un fluide en écoulement hydrodynamique. Les lignes de courant définies par l'Hydrodynamique sont assimilables aux lignes de guidage de ma théorie. Mais ces lignes de courant ne donnent qu'une image « moyenne » du mouvement des molécules. En effet, celles-ci sont animées d'un mouvement calorifique de nature brownienne qui les fait constamment passer d'une ligne de courant sur une autre de sorte que la probabilité de présence d'une molécule déterminée en un point du fluide est donnée par la densité hydrodynamique du fluide en ce point. L'analogie des deux images est, me semble-t-il, très complète et très instructive.

2. **Théorie générale.** — Dans mes travaux antérieurs sur la théorie du guidage, j'avais toujours envisagé le cas où la propagation de l'onde s'opère dans un milieu qui ne possède pas les propriétés d'un milieu réfringent dispersif comme c'est en particulier le cas du vide. Je me propose d'étudier maintenant le mouvement du corpuscule dans son onde quand la propagation de celle-ci s'opère dans un milieu réfringent dispersif. Un cas particulièrement intéressant sera celui où la vitesse de groupe est en sens inverse de la vitesse de phase.

Considérons un train d'ondes sensiblement assimilable à une onde plane monochromatique (groupe d'ondes). Soient $\nu$ sa fréquence centrale, $\lambda$ sa longueur d'ondes centrale, $V$ sa vitesse de phase et $n$ l'indice de réfraction défini par $n = \frac{c}{V}$. Nous avons la relation $\nu = \frac{V}{\lambda}$. Avec nos notations habituelles, nous écrirons l'onde $v$ sous la forme

$$a e^{2\pi i(\nu t - \mathbf{k}.\mathbf{r})} = a e^{\frac{i}{\hbar}\varphi} \tag{1}$$

avec $\varphi = h\nu t - \vec{k}.\vec{r}$ et $\vec{k} = \frac{h}{\lambda}\vec{n}$

la propagation s'effectuant dans la direction définie par un vecteur unité $\mathbf{n}$. Quant au mouvement du corpuscule, il est défini par sa vitesse $\mathbf{v}$, son énergie $W$ et sa quantité de mouvement $\mathbf{p}$. Quand la vitesse $\mathbf{v}$ est dirigée dans le sens de la propagation de l'onde, nous admettrons la relation bien connue $\mathbf{p} = \mathbf{k} = \frac{h}{\lambda}\mathbf{n}$. Mais dans le cas où la vitesse $\mathbf{v}$, par suite de la dispersion, se trouvera dirigée en sens inverse de la propagation de l'onde, nous serons amenés à écrire

$$\mathbf{p} = -\mathbf{k} = -\frac{h}{\lambda}\mathbf{n}.$$

Remarquons maintenant que $v$, vitesse du corpuscule donc de l'énergie, doit coïncider avec la vitesse de groupe définie par la formule de Rayleigh-Gouy

$$\frac{1}{v} = \frac{\partial \frac{1}{\lambda}}{\partial \nu} = \frac{1}{c}\frac{\partial(n\nu)}{\partial \nu} \tag{2}$$

qui peut s'écrire $v = \frac{\partial W}{\partial k}$ et qui, quand on a $v > 0$ et $\mathbf{p} = \mathbf{k}$, se confond avec la formule $v = \frac{\partial W}{\partial p}$ bien connue dans la théorie des équations de Hamilton.

Ceci posé, je vais introduire une hypothèse qui se trouvait déjà dans la note finale de mon article de 1926 intitulé « Parallélisme entre la dynamique du point matériel et l'optique géométrique » [5]. Elle consiste à admettre que, dans un milieu réfringent et dispersif, le mouvement du corpuscule s'effectue comme s'il était soumis à un potentiel $P$ défini par

$$P = W\left(1 - n\frac{\partial(n\nu)}{\partial\nu}\right) = W\left(1 - \frac{c^2}{vV}\right). \tag{3}$$

On a alors pour la phase $\varphi_0$ de l'onde, la direction de propagation étant prise pour axe des $x$,

$$\mathrm{d}\varphi_0 = W\,\mathrm{d}t - k\,\mathrm{d}x \tag{4}$$

avec

$$k = \frac{W - P}{c^2} v = \frac{h}{\lambda}. \tag{5}$$

Or, dans la théorie du guidage du corpuscule par son onde, le principe fondamental, nous l'avons vu, est que la phase interne $\varphi_c$ du corpuscule doit toujours coïncider avec la phase $\varphi_0$ de l'onde qui le porte, c'est-à-dire que l'on doit avoir $\varphi_c = (\varphi_0)_{x=vt}$. Donc

$$\begin{aligned} \mathrm{d}\varphi_c &= (\mathrm{d}\varphi_0)_{x=vt} \\ &= (W - kv)\,\mathrm{d}t = \left[W - \frac{W-P}{c^2}v^2\right]\mathrm{d}t \end{aligned} \tag{6}$$

ce qui, compte tenu de (3), nous fournit

$$\mathrm{d}\varphi_c = \frac{W}{\hbar}\left(1 - \frac{v}{V}\right)\mathrm{d}t = 2\pi\nu\left(1 - \frac{v}{V}\right)\mathrm{d}t. \tag{7}$$

Remarquons en passant que dans le cas du vide où $v = v_0$, on a $P = 0$ et $n = \frac{c}{V} = \frac{v_0}{c} = \beta$, formule connue depuis bien longtemps ; alors

$$\frac{\mathrm{d}\varphi_c}{\hbar} = \frac{1}{\hbar} W(1 - \beta^2)\,\mathrm{d}t = 2\pi\nu_0\sqrt{1-\beta^2}\,\mathrm{d}t$$

ce qui est également bien connu. Avec les définitions adoptées, l'absence de réfraction pour la propagation de l'onde dans le vide correspond donc à

$$n = \beta = \sqrt{1 - \frac{m_0^2 c^4}{h^2 \nu^2}}$$

et non à $n = 1$.

Revenons à la formule (7). Elle peut s'interpréter en faisant intervenir l'effet Doppler. Comme nous comptons la vitesse $v$ du corpuscule dans le sens de la propagation de l'onde, la valeur de $v$ donnée par la formule (2) de Rayleigh peut être positive ou négative. Dans l'un ou l'autre cas, puisque $\nu$ est la fréquence de l'onde dans le système de référence où le corpuscule a la vitesse $v$, la théorie relativiste de l'effet Doppler nous apprend que, dans le système de référence où le corpuscule est immobile, la fréquence de l'onde est

$$\nu_0 = \nu \frac{1 - \frac{v}{V}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{8}$$

ce qui nous permet d'écrire

$$\frac{\mathrm{d}\varphi_c}{\hbar} = 2\pi\nu_0\,\mathrm{d}t_0 = 2\pi\nu\left(1 - \frac{v}{V}\right)\mathrm{d}t \tag{9}$$

car $\mathrm{d}t_0 = \mathrm{d}t\sqrt{1-\beta^2}$. Or la formule (9) est identique à la formule (7) et cela nous explique pourquoi le postulat de la coïncidence des phases $\varphi_o$ et $\varphi_c$ nous a conduits à la formule (7). D'ailleurs, inversement, en admettant la coïncidence des phases du corpuscule et de l'onde et en tenant compte de l'effet Doppler, on peut partir de la formule (8) et remonter à l'équation (3), ce qui justifie la forme adoptée pour $P$.

3. **La masse propre modifiée.** — Dans cette dynamique du guidage d'un corpuscule dans un milieu réfringent, on peut introduire une « masse propre modifiée » $m_0^*$ différente de la masse propre habituelle $m_0$. Nous le ferons de la façon qui suit : nous partons des formules valables pour $v > 0$

$$W = \frac{m_0^* c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + P \quad \mathbf{k} = \frac{W - P}{c^2}\mathbf{v} \quad \mathbf{p} = \frac{m_0^* \mathbf{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \tag{10}$$

Mais, *pour éviter d'attribuer une masse propre négative à un corpuscule du milieu microscopique observable*, nous poserons

$$\mathbf{p} = \mathbf{k} \text{ si } v > 0 \qquad \mathbf{p} = -\mathbf{k} \text{ si } v < 0. \tag{11}$$

De (11), nous tirons aisément

$$\frac{m_0^*}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \pm \frac{W - P}{c^2} \tag{12}$$

et de là, d'après (3)

$$m_0^* = \pm \frac{W}{vV}\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \tag{13}$$

Bien entendu, dans les formules (12) et (13), on doit prendre le signe + ou le signe — suivant que $v$ est supérieure ou inférieure à 0.

Dans le vide où $v = v_0 = \frac{c^2}{V}$ et où $W = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, on a par (13)

$$m_0^* = m_0 \tag{14}$$

comme l'on devait s'y attendre.

Avec nos définitions, la masse propre modifiée $m_0^*$ est toujours positive même si, en vertu de la formule (2), le corpuscule se déplace en sens inverse de son onde ($v < 0$). Si alors le corpuscule est soumis à un champ électrique qui dans le vide l'accélérerait, l'action de ce champ *s'exerce sur la propagation de l'onde* puisque le potentiel dont il dérive figure dans l'équation d'ondes : dans le vide, cette action augmenterait la vitesse $v_0$ et, par suite, dans le milieu dispersif, elle fera croître la quantité de mouvement $\mathbf{p} = -\mathbf{k}$ dans le sens opposé à la propagation de l'onde. Tout se passera donc comme si la particule de masse propre positive $m_0^*$ était soumise à un champ électrique inverse de celui qui lui est réellement appliqué. Si la particule possède une charge électrique $\varepsilon$ et si elle est soumise à un champ électrique, elle se comportera comme une particule de masse positive $m_0^*$, mais de charge électrique $-\varepsilon$.

C'est de cette façon, me semble-t-il, que l'on doit interpréter ce qui se passe dans un semi-conducteur quand l'onde associée à un électron se propageant dans la structure interne du solide a une fréquence qui correspond à la partie supérieure d'une bande de conduction, cas où la formule (2) de Rayleigh montre que la vitesse de groupe est en sens inverse de la vitesse de phase. La plupart des auteurs qui exposent la théorie des semi-conducteurs attribuent alors à la masse $m_0^*$ une valeur négative et j'ai l'impression que cela vient de ce qu'ils écrivent $\mathbf{p} = \mathbf{k}$, alors qu'il faudrait écrire $\mathbf{p} = -\mathbf{k}$. Remarquons pour terminer que, lorsque l'on a $v < 0$ et $\mathbf{p} = -\mathbf{k}$, on doit remplacer la formule usuelle du guidage $\mathbf{p} = -\,\mathbf{grad}\,\varphi$ par la formule $\mathbf{p} = +\,\mathbf{grad}\,\varphi$ avec changement de signe au second membre. Mais, comme nous l'avions annoncé dans le premier paragraphe, la définition du guidage par la coïncidence de la phase interne du corpuscule avec la phase de l'onde est plus générale et toujours valable.

4. **Comparaison avec la théorie des antiparticules.** — A la réflexion, il apparaît évident que la théorie exposée ci-dessus qui repose essentiellement sur la formule (2) de Rayleigh présente une grande analogie avec la théorie des antiparticules et c'est là un point important qui ne me paraît pas avoir été jusqu'ici signalé.

La théorie des antiparticules est apparue d'abord en Physique théorique pour l'interprétation de la production des paires électron-positon sous la forme de la théorie des « trous » de Dirac. Dans cette théorie, on admet qu'il existe dans le vide un océan d'électrons cachés de charge électrique $-e$ et d'énergie négative $-m_0c^2$. L'apport par un agent extérieur d'une énergie $2m_0c^2$ entraînerait l'arrachement d'un de ces électrons au milieu caché où il se trouvait, milieu qu'il est évidemment tentant d'assimiler au « milieu subquantique » de Bohm-Vigier, et son apparition au niveau microphysique observable sous forme d'un électron « normal » d'énergie $m_0c^2$. Il en résulterait un « trou » dans l'océan des électrons cachés à énergie négative et c'est ce trou qui se manifesterait à nous à l'échelle microphysique observable sous la forme d'une antiparticule de masse propre positive $m_0$ et de charge positive $+e$ qui constitue le positon.

Bien que cette théorie des trous ait rendu de grands services, elle ne paraît pas bien claire et ne semble pas en bon accord avec la conservation de l'énergie : en effet, dans l'état initial, nous avons une particule d'énergie $-m_0c^2$ et dans l'état final deux particules d'énergie propre totale $2m_0c^2$, ce qui correspond à une augmentation d'énergie de $3m_0c^2$, alors qu'il n'y a eu qu'un apport extérieur d'énergie égal à $2m_0c^2$.

Nous allons maintenant proposer une théorie différente de la création des couples particule-antiparticule reposant sur l'idée que l'antiparticule est une particule qui se déplace sur son onde en sens inverse de la propagation de celle-ci. En d'autres termes, nous admettrons que, lors de l'apparition au niveau observable d'un couple particule-antiparticule, l'un des constituants du couple est une particule normale dont l'onde se propage avec un indice de réfraction

$$n = \beta = \sqrt{1 - \frac{m_0^2c^4}{h^2\nu^2}}$$

tandis que l'autre constituant, l'antiparticule, serait porté par une onde dont la propagation serait réglée par un indice de réfraction $n(\nu)$ tel que, d'après la formule (2) de Rayleigh, cette antiparticule se déplace en sens inverse de la propagation de son onde. La particule normale, pour laquelle le potentiel $P$ serait nul, serait en quelque sorte détachée du milieu subquantique (aux perturbations d'origine subquantique près), tandis que l'antiparticule, bien que décelable au niveau microscopique observable, resterait plus intimement reliée au milieu subquantique par un potentiel $P$.

Pour développer cette théorie, nous remarquerons, comme on le fait dans toutes les théories reposant sur des équations d'ondes relativistes, que la relation $\frac{(W-P)^2}{c^2} = p^2 + m_0c^2$ conduit à écrire

$$\frac{W-P}{c^2} = \pm\, c\sqrt{p^2 + m_0^2c^2} \qquad (15)$$

relation où la présence au second membre du double signe crée une difficulté bien connue.

Or, il nous paraît nécessaire d'admettre d'abord que l'énergie propre d'une particule doit être négative dans le milieu caché, ce qui est en accord avec la théorie des trous. Pour cette raison, en admettant que le milieu subquantique contient une infinité de particules de masse propre $m_0^* = -m_0$, nous envisageons les deux solutions suivantes de l'équation (14) correspondant respectivement à une particule et à une antiparticule :

*a)* La solution normale $P = 0$ avec $m_0^* = m_0$ et $v = v_0$.

*b)* La solution anormale $P = 2W$ qui correspond d'après (3) aux relations

$$n\frac{\partial(nv)}{\partial\nu} = -1 \quad \text{d'où} \quad \frac{1}{v} = \frac{\partial\frac{1}{\lambda}}{\partial\nu} = -\frac{V}{c^2} = -\frac{1}{v_0}$$

et l'on a alors

$$W = \frac{m_0^*c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} + P = -\frac{m_0^*c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\frac{v_0^2}{c^2}}}$$

$$\mathbf{k} = \frac{W-P}{c^2}\mathbf{v}_0 = -\frac{m_0^*\mathbf{v}_0}{\sqrt{1-\frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{m_0\mathbf{v}_0}{\sqrt{1-\frac{v_0^2}{c^2}}}$$

$$\mathbf{p} = -\mathbf{k} = -\frac{m_0\mathbf{v}_0}{\sqrt{1-\frac{v_0^2}{c^2}}}. \qquad (16)$$

L'antiparticule apparaît donc au niveau microphysique observable comme ayant une masse propre $m_0$, une vitesse $v_0$ en sens inverse de la propagation de l'onde et une charge électrique égale et opposée à celle de la particule. C'est bien là ce qu'il fallait obtenir.

5. **Introduction de la Thermodynamique cachée des particules** [1]. — Commençons par rappeler quelques points de la Thermodynamique cachée des particules (voir [3]). Si une particule d'énergie propre $m_0c^2$ est portée par un train d'ondes assimilable à une onde

[1] Je rappelle que dans cette Thermodynamique, en m'inspirant d'une méthode employée autrefois par Einstein dans l'étude du mouvement brownien, j'ai défini la probabilité de l'état de la particule à l'aide des variations de l'entropie $S$ du thermostat caché avec lequel elle est constamment en contact.

plane monochromatique, l'entropie est égale à $-k$. Mais si le milieu subquantique lui fournit une quantité d'énergie $Q$ (sous forme de chaleur cachée) qui porte son énergie propre à la valeur $M_0 c^2 = m_0 c^2 + Q$, l'entropie devient $S = -k \frac{M_0 c^2}{m_0 c^2}$ où $k$ est la constante de Boltzmann. Dans la théorie de la double solution, $Q$ apparaît sous la forme d'un « potentiel quantique » inconnu des théories anciennes. La variation de l'entropie est donc fournie par la formule

$$\delta S = -k \frac{Q}{m_0 c^2}. \tag{17}$$

Ceci rappelé, admettons comme plus haut que dans le milieu subquantique les particules aient des énergies au repos négatives $-m_0 c^2$. Lorsque des particules du milieu microphysique fournissent en s'annihilant une énergie $2m_0 c^2$, une particule du milieu subquantique pourra émerger au niveau microphysique observable avec une énergie au repos égale à

$$-m_0 c^2 + 2m_0 c^2 = m_0 c^2.$$

Mais, comme l'exige d'ailleurs la conservation de l'électricité, il devra aussi émerger une antiparticule d'énergie au repos $m_0 c^2$, ce qui oblige le milieu subquantique à fournir l'énergie $2m_0 c^2$ à une particule qui était jusque-là cachée avec l'énergie $-m_0 c^2$. D'après la formule (17), ce processus entraîne une baisse de l'entropie égale à $-2k$. C'est la fourniture d'énergie par le milieu subquantique à la particule qui se traduit par l'intervention du potentiel $P$ défini en *b)* dans le paragraphe précédent et tout à fait assimilable au potentiel quantique $Q$ comme nous le verrons plus loin. On comprend que l'antiparticule soit *instable* parce que son apparition correspond à une baisse $\delta S = -2k$ de l'entropie. Il en résulte que, si une particule et une antiparticule se rencontrent, elles auront une tendance à s'annihiler en donnant naissance à deux particules normales d'énergie propre totale $2m_0 c^2$ avec une augmentation d'entropie égale à $2k$.

6. **Le potentiel $P$ et le potentiel quantique $Q$.** — Précisons que le potentiel $P$ défini dans le deuxième paragraphe du présent exposé n'est pas un potentiel quantique parce qu'il ne fait pas intervenir le milieu subquantique, mais qu'il résulte seulement de l'action sur la propagation de l'onde exercée au niveau microphysique observable par la structure matérielle du milieu traversé. C'est par exemple ce qui a lieu dans les cas suivants : propagation de la lumière dans un milieu réfringent dispersif, propagation d'une onde électromagnétique hertzienne dans un tube à onde progressive le long d'une ligne à retard (appareils à ondes directes ou à ondes inverses, carcinotrons...), propagation de l'onde d'un électron dans un solide (théorie des semi-conducteurs), etc.

Mais le potentiel $P = Q$ envisagé dans les deux derniers paragraphes peut, lui, être assimilé à un potentiel quantique parce qu'il traduit une interaction avec le milieu subquantique. On doit donc pouvoir le définir par la formule générale de définition du potentiel quantique

$$Q = M_0 c^2 - m_0^* c^2 \tag{18}$$

qui donne, puisque ici $m_0^* = -m_0$ et que $Q = 2m_0 c^2$, $M_0 = m_0$. On a donc pour l'énergie et la quantité de mouvement de l'antiparticule

$$W = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

$$\mathbf{p} = \frac{M_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = -\frac{m_0 \mathbf{v}_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = -\mathbf{k}. \tag{19}$$

La valeur obtenue pour $\mathbf{p}$ correspond bien à un mouvement du corpuscule avec la vitesse $\mathbf{v} = -\mathbf{v}_0$ en sens inverse de la propagation de l'onde et les formules (19) coïncident avec les formules (16), ce qui est satisfaisant.

7. **Remarques finales.** — La théorie précédente de l'apparition des couples particule-antiparticule diffère de la théorie des « trous », mais elle a l'avantage d'être plus clairement en accord avec la conservation de l'énergie et d'expliquer l'instabilité des antiparticules. On peut remarquer que, dans un couple particule-antiparticule, la particule est, dans son mouvement libre, à peu près libérée de tout lien avec le milieu subquantique tandis que l'antiparticule lui reste liée par l'intermédiaire du potentiel $Q$.

Il serait assurément prématuré de vouloir aujourd'hui préciser entièrement la nature du milieu subquantique. Cependant, en relation avec le problème que nous venons d'étudier, on peut essayer de se représenter le milieu subquantique comme renfermant un nombre énorme de particules à énergie négative entre lesquelles existerait une énergie potentielle $\mathscr{P}$ si grande que l'énergie totale du milieu subquantique égale à $W_0 = \mathscr{P} - \sum_i m_0 c^2$ soit *positive.* L'émission simultanée d'une particule et d'une antiparticule augmenterait alors $W_0$ de $2m_0 c^2$, mais simultanément $\mathscr{P}$ devrait diminuer de $\delta\mathscr{P} = -4m_0 c^2$ de façon que finalement il y ait fourniture de l'énergie $2m_0 c^2$ par le milieu subquantique à l'antiparticule.

Le milieu subquantique serait une sorte « d'éther » inaccessible à nos observations directes, ce qui rendrait son existence compatible avec les bases de la théorie de la Relativité. Déjà quelques tentatives ont été faites pour se représenter un tel milieu. La plus intéressante a été esquissée par M. Dirac en 1951 (voir [1], p. 975). Dans un travail récent intitulé *Algebraic propecties of the energy-momentum tensor and Vacuum like state of matter* [6], M. E. B. Gliner a décrit un milieu, le $\mu$ Medium, assez analogue à ce que pourrait être notre milieu subquantique. Gliner le considère comme contenant une infinité de particules à masse propre positive soumis à une pression négative, ce qui ne diffère du modèle envisagé plus haut que par un changement de signe des masses et de la pression.

Manuscrit reçu le 8 février 1967.

## BIBLIOGRAPHIE

[1] *J. Physique Rad.*, déc. 1959, **20**, 963.

[2] Étude critique des bases de l'interprétation actuelle de la Mécanique ondulatoire, Gauthier-Villars, Paris, 1963 (traduction anglaise, Elsevier, Amsterdam, 1964).

[3] La Thermodynamique de la particule isolée (ou Thermodynamique cachée des particules), Paris, Gauthier-Villars, 1964.

[4] Certitudes et incertitudes de la Science, Albin Michel, Paris, 1966.

[5] *J. Physique Rad.*, janvier 1926, séries VI et VII, 1-6.

[6] GLINER (E. B.), *Soviet Physics JETP*, février 1966, vol. **22**, n$^{o}$ 2, 378.