

Partie V. Théories sur la nature des particules élémentaires chargées

p. 184

63. L'électron et la théorie de la relativité restreinte

Pendant longtemps, des efforts ont été faits pour obtenir toutes les propriétés mécaniques de l'électron à partir de principes électromagnétiques. Dans un tel cas, l'équation de mouvement

$$\frac{d\mathbf{G}}{dt} = \mathbf{K} \quad (463)$$

(où $\mathbf{G}$ = moment de l'électron [commenter éventuellement la différence entre impulsion et quantité de mouvement ou adhérer à la forme anglaise moment dynamique versus moment canonique], $\mathbf{K}$ = force *extérieure*) est interprétée comme suit³⁷⁴ : on postule tout d'abord que toutes les forces agissant sur l'électron sont d'origine électromagnétique, c'est-à-dire qu'elles sont données par l'expression de Lorentz (212a) [215 dans l'édition allemande, corrigé à la traduction anglaise]; ensuite que la force totale agissant sur un électron doit toujours s'annuler,

$$\int \rho \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c}(\mathbf{v} \wedge \mathbf{H}) \right\} dV = 0, \quad (464)$$

où l'intégration porte sur le volume de l'électron. Cette force totale peut être séparée en deux termes. L'un est la force due au champ extérieur

$$\int \rho \left\{ \mathbf{E}^{\text{ext}} + \frac{1}{c}(\mathbf{v} \wedge \mathbf{H}^{\text{ext}}) \right\} dV = \mathbf{K}$$

qui agit dans le membre de droite de (463). L'autre est la force exercée par l'électron sur lui-même, que l'on peut rendre égale à

$$\int \rho \left\{ \mathbf{E}^{\text{int}} + \frac{1}{c}(\mathbf{v} \wedge \mathbf{H}^{\text{int}}) \right\} dV = -\frac{d\mathbf{G}}{dt}.$$

Dans cette expression, $\mathbf{G}$ est interprété comme le moment électromagnétique du champ propre de l'électron [Lire Abraham, Rorhlich, Feynman]. Pour des accélérations pas trop importantes (mouvement quasi-stationnaire), il peut être considéré comme le moment correspondant à un mouvement uniforme de l'électron avec la vitesse instantanée correspondante. Il dépend bien sûr de la distribution de charge à l'intérieur de l'électron.

L'hypothèse la plus naturelle qui se présentait était celle d'un électron parfaitement rigide. Une telle théorie a été élaborée de manière complète par Abraham³⁷⁵. Cependant, en

³⁷⁴Cf. note de bas de page 4, p. 1, H. A. Lorentz, *ibid.*, § 21.

³⁷⁵M. Abraham, *Ann. Phys., Lpz.*, **10** (1903) 105. Voir aussi la note de bas de page 4, p. 1, H. A. Lorentz, *ibid.*, § 21.

1904, H. A. Lorentz³⁷⁶ a montré que les déductions que l'on pouvait tirer de la dépendance en fonction de la vitesse du moment de l'électron ne seraient en accord avec le principe de relativité que si l'on suppose qu'une contraction de l'électron opère dans la direction du mouvement, dans un rapport $\sqrt{1-\beta^2} : 1$. Et Einstein³⁷⁷ a ensuite montré que les dépendances de la masse, de l'énergie et du moment en fonction de la vitesse découlent du seul principe de relativité, sans recours à d'autres hypothèses sur la nature de l'électron (cf. § 29). Par conséquent, en retour, on ne peut déduire d'observations sur le changement de masse aucune information sur la nature de l'électron.

Il est cependant facile de voir que le principe de relativité doit nécessairement conduire à l'existence d'une énergie de nature autre qu'électromagnétique pour l'électron, du moins tant que la théorie de Maxwell-Lorentz est retenue. Cela a tout d'abord été remarqué par Abraham³⁷⁸. Supposons tout d'abord que la distribution de charge dans un électron stationnaire est à symétrie sphérique. On obtient alors l'énergie et le moment d'un électron en mouvement par (351), si ces quantités sont bien d'origine électromagnétique et données par les expressions de Maxwell-Lorentz,

$$\mathbf{G} = \mathbf{u} \frac{\frac{4}{3}(E_0/c^2)}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad E = \frac{E_0(1 + \frac{1}{3}u^2/c^2)}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (351)$$

Si ces expressions représentaient bien l'énergie totale et le moment, nous aurions, à partir de (317), (318),

$$E = \int \left(\mathbf{u} \cdot \frac{d\mathbf{G}}{dt} \right) dt = \int \left(\mathbf{u} \cdot \frac{d\mathbf{G}}{d\beta} \right) d\beta.$$

Ce n'est toutefois pas le cas. L'intégrale dans le terme de droite prend en effet la valeur

$$\frac{\frac{4}{3}E_0}{\sqrt{1-\beta^2}} + \text{const.}$$

Si, au contraire de l'énergie, le *moment* est supposé de nature purement électromagnétique, les énergies totales, $\bar{E}_0$ et $\bar{E}$ respectivement, d'un électron stationnaire et en mouvement, ainsi que sa masse au repos, deviennent

$$\bar{E} = \frac{\bar{E}_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \bar{E}_0 = \frac{4}{3}E_0, \quad m_0 = \frac{\bar{E}_0}{c^2} = \frac{4}{3} \frac{E_0}{c^2}. \quad (465)$$

La masse au repos m_0 est ici définie par

$$\mathbf{G} = \frac{m_0 \mathbf{u}}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Ces relations sont en accord avec le théorème de l'inertie de l'énergie, comme il est requis (on a fixé la constante additive dans $\bar{E}$ de manière à se conformer à ce théorème). *L'énergie totale de l'électron stationnaire est alors égale aux quatre tiers de son énergie électromagnétique telle que donnée par Lorentz.*

Il semblerait alors que l'électron rigide de la théorie "absolue" soit compatible avec une représentation purement électromagnétique du monde (ou plutôt, avec la représentation particulière du monde fondée sur la théorie de Maxwell-Lorentz), au contraire de l'électron tel que demandé par la théorie de la relativité. Mais cela n'est pas correct pour la raison suivante : l'hypothèse d'un électron rigide est un concept totalement étranger à l'électrodynamique. Sans elle, nous n'aurions pas eu seulement à postuler que la force *totale* (464)

³⁷⁶ Cf. note de bas de page 10, p. 2, *Versl. gewone Vergad. Akad. loc. cit.*

³⁷⁷ Cf. note de bas de page 12, p. 2, *ibid.*, § 10.

³⁷⁸ M. Abraham, *Phys. Z.*, **5** (1904) 576 : *Theorie der Elektrizität*, Vol. 2, (1st edn., Leipzig 1905), p. 205.

agissant sur l'électron devait s'annuler, mais plutôt que c'est la cas pour la force agissant sur chaque point individuel,

$$\rho \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c}(\mathbf{v} \wedge \mathbf{H}) \right\} = 0.$$

Il est clair qu'une charge stationnaire ($\mathbf{v} = 0$) est incompatible avec ce postulat, car il en résulterait $\rho = 0$ (notons que $\text{div } \mathbf{E} = \rho$). Ainsi, *l'électrodynamique de Maxwell-Lorentz apparaît totalement incompatible avec l'existence de charges, sauf à la compléter par des éléments théoriques qui lui sont étrangers*. D'un point de vue purement électromagnétique l'électron de la théorie "absolue" n'est ainsi vraiment pas plus satisfaisant que celui de la relativité. En tout état de cause, il sera nécessaire d'introduire des forces qui équilibrent les forces répulsives de Coulomb de la charge de l'électron sur elle-même. De telles forces ne peuvent pas résulter de l'électrodynamique de Maxwell-Lorentz. Poincaré³⁷⁹ a déjà reconnu cette nécessité et a introduit de manière purement formelle une pression scalaire de cohésion, p , sur la nature de laquelle il n'a fait aucune affirmation. D'un point de vue général, le problème de l'électron doit être formulé de la manière suivante : le tenseur énergie-impulsion S_{ik} de l'électrodynamique de Maxwell-Lorentz doit être complété par des termes additionnels afin que les lois de conservation

$$\frac{\partial T_i^k}{\partial x^k} = 0 \quad (341)$$

pour le tenseur énergie-impulsion total deviennent compatible avec l'existence de charges. Ces termes additionnels vont certainement dépendre de quantités physiques déterminées de manière causale par des équations différentielles. (Dans le paragraphe 42, nous avons posé l'"Ansatz" phénoménologique $\mu_0 u_i u_k$ pour le tenseur énergie d'un électron isolé.) Nous discuterons dans les paragraphes 65 et 66 de l'ampleur des modifications à apporter à cette formulation en théorie *générale* de la relativité.

Nous sommes maintenant en mesure de répondre à un point litigieux soulevé par Ehrenfest³⁸⁰ : un mouvement de translation uniforme en l'absence de force, est-il bien possible dans toute direction pour un électron qui, même au repos, ne serait pas de symétrie sphérique. Dans un tel cas, le moment électromagnétique de l'électron en mouvement ne serait pas toujours dans la direction de sa vitesse et les forces électromagnétiques exerceraient alors un couple sur l'électron. Laue³⁸¹ a remarqué que cette situation est parfaitement analogue à celle de l'expérience de Trouton et Noble. Dans cette expérience, le couple électromagnétique est compensé par un couple engendré par le courant d'énergie élastique. [Bosser sur Trouton et Noble] Dans notre cas, l'effet de compensation est dû de manière analogue à un courant d'énergie représenté par les termes additionnels dans le tenseur énergie impulsion mentionnés précédemment. L'introduction de tels termes additionnels devient nécessaire non seulement dans le cas de l'électron en mouvement, mais également dans celui de l'électron stationnaire. Il doit donc être répondu par l'affirmative à la question d'Ehrenfest. p. 187

Nous devons encore discuter des *dimensions* de l'électron, tant du point de vue théorique envisagé ci-dessus que du point de vue expérimental. *Expérimentalement*, on sait avec un degré de probabilité élevé qu'en dernière analyse toute forme de matière consiste en noyaux d'hydrogène et en électrons. *Naturellement, toutes les affirmations précédentes à propos de l'électron valent également pour le noyau d'hydrogène*. L'expérience nous a seulement enseigné que les dimensions de ces particules sont certainement inférieures à

³⁷⁹ Cf. note de bas de page 11, p. 2, *R.C. Circ. mat. Palermo., loc. cit.*

³⁸⁰ P. Ehrenfest, *Ann. Phys., Lpz.*, **23** (1907) 204 : remarques à ce propos par A. Einstein, *Ann. Phys., Lpz.*, **23** (1907) 206.

³⁸¹ Cf. note de bas de page 240, p. 129, *ibid.*

10^{-13} cm. En d'autres termes, pour ce qui concerne les forces qu'elles exercent l'une sur l'autre, deux telles particules se comporteront à distance pratiquement comme des charges ponctuelles. L'éventualité que les dimensions de ces particules soit bien plus petite que 10^{-13} cm n'est jusqu'à présent pas exclue par les expériences réalisées. *Théoriquement*, du point de vue de Lorentz, des affirmations définitives ne peuvent être faites que de la manière suivante : une sphère de rayon a chargée uniformément en surface a pour énergie

$$E = \frac{e^2}{8\pi a},$$

où e est la charge totale, mesurée en unités de Heaviside [discuter les unités de mesure]. Il résulte de (465) que

$$m_0 = \frac{e^2}{6\pi a c^2}, \quad a = \frac{e^2}{6\pi m_0 c^2}. \quad (466)$$

Une modification de la distribution de charge ne changerait que le facteur numérique, mais pas l'ordre de grandeur de a . La valeur de a est obtenue à partir de celles, connues, des masses au repos de l'électron et du noyau d'hydrogène. Pour le premier, le rayon a est de l'ordre de 10^{-13} cm et pour le second environ 1800 fois plus petit, en rapport avec sa masse plus importante. [Commenter calcul classique ici, donc l'ordre des tailles contraire à la réalité] Mais il faut remarquer que cette considération repose sur des fondements théoriques très fragiles. En effet, elle est fondée comme nous l'avons vu sur les hypothèses suivantes :

1. La distribution de charges d'un électron au repos (noyau d'hydrogène) est à symétrie sphérique.
2. Le moment total d'un électron en mouvement (noyau d'hydrogène) est donné par l'expression

$$\mathbf{G} = \frac{1}{c} \int \mathbf{E} \wedge \mathbf{H} dV$$

de la théorie de Maxwell-Lorentz ; celle-ci est donc supposé également valable pour des concentrations les plus extrêmes de charges et de champs.

p. 188 La seconde hypothèse en particulier apparaît douteuse. En aucune manière les données expérimentales disponibles à ce jour ne donnent une base empirique aux dimensions ainsi calculées, en particulier pour l'affirmation théorique que le rayon du noyau d'hydrogène doit être significativement plus petit que celui de l'électron^{381a}.

64. La théorie de Mie

La première tentative pour construire une théorie susceptible de tenir compte de l'existence de particules élémentaires chargées électriquement a été élaborée par Mie³⁸². Il s'est proposé de généraliser les équations de champ et le tenseur énergie-impulsion de la théorie de Maxwell-Lorentz de sorte que d'une part les forces répulsives de Coulomb à l'intérieur des particules élémentaires chargées soient maintenues en équilibre par d'autres forces, *également de nature électrique*, et d'autre part que les déviations à l'électrodynamique ordinaire restent indétectables dans les régions hors des particules.

^{381a} Sur ce point, on ne peut pas être en accord avec le point de vue présenté dans le livre de M. Born, *Die Relativitätstheorie Einsteins* (Berlin 1920), p.192. [Aller lire Born et commenter]

³⁸² G. Mie, 'Grundlagen einer Theorie des Materie', *Ann. Phys. Lpz.*, **37** (1912) 511 ; **39** (1912) ; **40** (1913) 1. Cf. aussi la version par M. Born, *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen*, (1914) 23, qui met en évidence l'analogie entre la démonstration de la loi de l'énergie-impulsion à partir du principe variationnel de la théorie de Mie et la démonstration de la loi de conservation de l'énergie à partir du principe d'Hamilton en mécanique ordinaire. Voir aussi H. Weyl, *Raum-Zeit-Materie* (1ère édition, 1918) § 25, p. 165 ; (3ème édition, 1920)

Mie conserve le premier groupe d'équations de Maxwell

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x^l} + \frac{\partial F_{li}}{\partial x^k} + \frac{\partial F_{kl}}{\partial x^i} = 0, \quad (203)$$

duquel découle l'existence d'un quadripotentiel,

$$F_{ik} = \frac{\partial \phi_k}{\partial x^i} - \frac{\partial \phi_i}{\partial x^k} \quad (206)$$

(cf. paragraphe 28). De plus la quadridensité de courant devra satisfaire l'équation de continuité

$$\frac{\partial s^k}{\partial x^k} = 0. \quad (197)$$

Il s'ensuit l'existence d'un tenseur de type surface de rang 2, $H^{ik} = -H^{ki}$, satisfaisant l'équation

$$s^i = \frac{\partial H^{ik}}{\partial x^k}. \quad (467)$$

Ici, H^{ik} réunit les deux vecteurs $\mathbf{D}$ et $\mathbf{H}$, tout comme F_{ik} réunit les vecteurs $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$. On voit ainsi que pour $H^{ik} = F^{ik}$, les équations se réduisent à celles de l'électrodynamique ordinaire et qu'elles sont formellement conforme à celles de l'électrodynamique phénoménologique des corps pondérables.

Maintenant cependant, les lois du champ acquièrent un nouveau contenu physique en vertu de l'hypothèse suivante, décisive : *Les vecteurs H^{ik} et s^k doivent être des fonctions universelles de F_{ik} et φ_i ,*

$$H^{ik} = u_{ik}(\mathbf{F}, \boldsymbol{\varphi}), \quad s^k = v_k(\mathbf{F}, \boldsymbol{\varphi}). \quad (467a)$$

[Commentaire : version allemande avec ambiguïté car pas de majuscule, version anglaise lourdingue, et en plus commenter les indices du second membre qui ne sont pas des covariants mais des labels.] Les six premières relations diffèrent essentiellement de celles de l'électrodynamique phénoménologique en ce que H^{ik} dépend aussi explicitement de φ_i . Dans la théorie de Mie, ce n'est pas seulement la différence de potentiel, mais le potentiel dans l'absolu qui acquiert une signification réelle ⁽¹⁾. Les équations ne restent pas inchangées si l'on remplace $\boldsymbol{\varphi}$ par $\boldsymbol{\varphi} + \text{const}$. Nous verrons plus tard que cette particularité de la théorie de Mie conduit à de sérieuses difficultés. Les quatre dernières équations (467a) sont essentielles pour l'existence des particules matérielles (électron et noyau d'hydrogène) et les lois de leur mouvement. [Si la charge dépend du φ , changer par une constante le potentiel change la charge.] Mie dénomme, plus ou moins arbitrairement, φ_i et F_{ik} "*grandeurs d'intensité*" et s^k et H^{ik} "*grandeurs de quantité*". [Citer Mie 1912 p 3 fin du premier paragraphe.]

p. 189

Au moyen de (467a), pas moins de dix fonctions universelles sont introduites dans la théorie. Cependant, comme Mie l'a trouvé, le principe de l'énergie apporte une grande simplification, qui permet de réduire les dix fonctions universelles inconnues à une seule. En effet on voit qu'une équation de la forme

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \text{div } \mathbf{S} = 0$$

(W = densité d'énergie, $\mathbf{S}$ = courant d'énergie)

ne peut être déduite de (206) et (467), que lorsqu'il existe un invariant $L(\mathbf{F}, \boldsymbol{\varphi})$ (vis-à-vis du groupe de Lorentz [il ne s'agit d'invariance par transformation de jauge ici d'où la précision du texte allemand avec le *zunächst*]) duquel H^{ik} et s^i puissent être obtenus par différentiation,

$$H^{ik} = \frac{\partial L}{\partial F_{ik}}, \quad s^i = -\frac{1}{2} \frac{\partial L}{\partial \varphi_i}, \quad (468)$$

de sorte que (2)

$$\delta L = H^{ik} \delta F_{ik} - 2s^i \delta \varphi_i. \quad (468a)$$

[457 ds la version anglaise par erreur et 467 ds la version originale] Un calcul simple montre ensuite que l'équation (467) découle du principe d'action

$$\delta \int L d\Sigma = 0, \quad (469)$$

si la variation remplit les conditions (206) pour le champ objet de la variation.

On peut faire un certain nombre d'affirmations générales sur l'invariant L , qui est souvent appelé fonction d'univers. En premier lieu, les seuls invariants indépendants que l'on peut former à partir du tenseur de type surface F_{ik} et du vecteur φ_i sont les suivants :

- (1) Le carré du tenseur $F_{ik} : \frac{1}{2} F_{ik} F^{ik}$.
- (2) Le carré du vecteur $\varphi_i : \varphi_i \varphi^i$.
- (3) Le carré du vecteur $F_{ik} \varphi^k : F_{ir} \varphi_s F^{is} \varphi^r$.
- (4) Le carré du vecteur $F_{ik}^* \varphi^k$ ou, ce qui revient au même, le carré du tenseur de type volume $F_{ik} \varphi_l + F_{li} \varphi_k + F_{kl} \varphi_i$.

[20] p. 190 *La fonction L doit s'exprimer à partir de ces quatre invariants.* Si L est égal au premier de ces invariants, les équations de la théorie de Mie dégénèrent en les équations ordinaires de la théorie de l'électron pour l'espace libre de charges. *Ainsi, L ne peut être significativement différent de $\frac{1}{2} F_{ik} F^{ik}$ qu'à l'intérieur des particules matérielles.* On ne peut rien dire de plus de la fonction d'univers L , on ne peut pas limiter les possibilités au point d'être en mesure de définir une fonction d'univers sans ambiguïté. Au contraire il reste une variété infinie de possibilités. [L'insistance est ici due à Pauli. NDT]

On doit ensuite déterminer le tenseur énergie-impulsion T_{ik} comme fonction des champs. Hilbert³⁸³ et Weyl³⁸⁴ ont montré que les calculs correspondants peuvent être considérablement simplifiés en écrivant les équations du champ de Mie dans le formalisme de la théorie générale de la relativité et en utilisant ensuite la méthode de variation des g_{ik} qui a été introduite au paragraphe 55. Alors seulement, les connexions formelles deviennent clairement apparentes. Nous avons préparé le terrain pour cela dans notre choix de notations dans les formules précédentes et différons en cela de Mie qui a bien entendu basé ses articles de 1912 et 1913 sur la théorie de la relativité restreinte. Tout d'abord, tout comme dans le cas de l'électrodynamique ordinaire traité au paragraphe 54, l'ensemble d'équations (203), (208) reste valable aussi pour un champ G arbitraire. En revanche, (197) et (467) doivent être remplacées par

$$\frac{\partial \mathfrak{s}^i}{\partial x^i} = 0 \quad (197a)$$

$$\mathfrak{s}^i = \frac{\partial \mathfrak{H}^{ik}}{\partial x^k}. \quad (467b)$$

[Weinberg utilise les symboles "cal" pour les densités tensorielles, $\int$ (bug pour le s avec fontes de Raph), $\mathcal{H}$. Franklin aussi. Voir l'usage actuel.] Comme cela a été remarqué par Weyl, les

³⁸³ Cf. note de bas de page 99, p. 63, *ibid.*, I.

³⁸⁴ H. Weyl, *Raum-Zeit-Materie* (1ère édition, 1918), p. 184 *et seq.*; (3ème édition, 1920), p. 199.

“grandeurs de quantité” apparaissent ici comme des *densités* tensorielles (i.e. multipliées par $\sqrt{-g}$), alors que les “grandeurs d’intensité” restent des tenseurs ordinaires. De même, les relations (468), (468a) et le principe d’Hamilton (469) restent valables et ce dernier peut bien entendu s’écrire également sous la forme

$$\delta \int \mathfrak{L} dx = 0. \quad (469a)$$

[$\sqrt{-g}$ dans dx et hors de L] Pour obtenir le tenseur énergie T_{ik} , on doit simplement déterminer la variation de la fonction d’action obtenue en variant le champ G . Comme dans ce cas L est indépendant des dérivées des g_{ik} , la relation suivante est valable si le champ électromagnétique est maintenu constant,

$$\delta \mathfrak{L} = \mathfrak{T}_{ik} \delta g^{ik}$$

de sorte que

$$T_{ik} = \frac{\partial L}{\partial g^{ik}} - \frac{1}{2} L g_{ik}, \quad T_i{}^k = \frac{\partial L}{\partial g^{ir}} g^{rk} - \frac{1}{2} L \delta_i{}^k. \quad (470)$$

Si d’autre part on substitue dans l’expression générale

$$\delta L = \frac{\partial L}{\partial g^{ik}} \delta g^{ik} + H^{ik} \delta F_{ik} - 2s^i \delta \varphi_i$$

résultant de (468a), une variation des champs produite par une transformation infinitésimale de coordonnées (comme celle donnée par (??), (??)), δL doit s’annuler identiquement. En d’autres termes, p. 191

$$2 \frac{\partial \xi^i}{\partial x^k} \left(\frac{\partial L}{\partial g^{ir}} g^{rk} - H^{kr} F_{ir} + s^k \varphi_i \right) \equiv 0,$$

qui n’est possible que si la parenthèse s’annule identiquement. Finalement en substituant la valeur de $(\partial L / \partial g^{ir}) g^{rk}$ [NDT coquille d’indices dans l’ed. All., corrigée dans l’éd. Ang. mais alors coquille d’position d’indices] dans (470) on obtient

$$T_i{}^k = H^{kr} F_{ir} - s^k \varphi_i - \frac{1}{2} L \delta_i{}^k. \quad (470a)$$

[Commenter les détails de calculs ici comme ds les notes manuscrites.] Il suit de ce calcul que les composantes covariantes correspondantes T_{ik} sont symétriques. Sur la base des résultats du paragraphe 55, la loi de l’énergie-impulsion est une conséquence des équations du champ. (3) En l’absence de champ gravitationnel cette loi prend la forme

$$\frac{\partial T_i{}^k}{\partial x^k} = 0, \quad (341)$$

alors qu’elle en présence de champ gravitationnel elle devient,

$$\frac{\partial \mathfrak{T}_i{}^k}{\partial x^k} - \frac{1}{2} \mathfrak{T}^{rs} \frac{\partial g^{rs}}{\partial x^i} = 0. \quad (341a)$$

L’expression (470a) pour le tenseur énergie-impulsion est identique à celle obtenue par Mie par un calcul direct.

Considérons maintenant une nouvelle fois le problème des lois du mouvement et celui de l’existence des particules matérielles. En électrodynamique ordinaire, l’intensité du champ électrique est définie comme la force agissant sur une charge (au repos). Dans la théorie de Mie cette conception simple de l’intensité du champ ne s’applique plus à l’intérieur d’une

particule matérielle. En effet, la force pondéromotrice [force pondéromotrice à expliquer] est partout égale à zéro. Cependant la signification pratique de charge totale d'une particule subsiste. Pour cela considérons une particule chargée dans un champ extérieur. Dans ce cas, il découle de (341) que

$$\frac{d}{dx^4} \int T_i^4 dx^1 dx^2 dx^3 = - \int (T_i^k n_k) d\sigma. \quad (i, k = 1, 2, 3)$$

(n_k = vecteur unitaire normal à la surface)

[Ici intégration sur le volume de la loi de conservation énergie-impulsion.] La seconde intégrale est prise sur une surface suffisamment éloignée de la particule matérielle. Comme l'électrodynamique ordinaire est valable sur cette surface, l'intégrale de surface y a la même valeur qu'ici, i.e. elle représente la force de Lorentz. Nous avons donc donné un fondement électrodynamique à l'équation de mouvement (??) d'un électron dans le contexte de la théorie de Mie. Dans le même temps, on voit qu'en accord avec le théorème de l'inertie de l'énergie, la masse au repos de la particule matérielle est déterminée par

$$m_0 = \frac{E_0}{c^2} = - \int T_4^4 dx^1 dx^2 dx^3. \quad (471)$$

p. 192 Pour T_4^4 , on doit remplacer l'expression obtenue à l'aide de (470).

Mie suppose que le champ d'un électron au repos est statique et à symétrie sphérique. Comme cela a été expliqué à la section précédente, cette dernière hypothèse n'est pas justifiée par les faits expérimentaux seuls, mais s'impose pour sa simplicité. Nous aurons donc à chercher les solutions des équations du champ qui sont régulières partout – pour $r = 0$ aussi bien que pour $r = \infty$. Une fonction d'univers qui corresponde à la réalité devra conduire à une unique solution pour chaque type d'électricité. [L'électron et le noyau d'hydrogène, soit plus ou moins la même valeur de la charge] Il n'a pas été possible jusqu'à présent de proposer une fonction d'univers qui satisfasse cette condition. Au contraire, les fonctions d'essai pour L discutées jusqu'à présent conduisent à la conclusion, en contradiction avec l'expérience, que des particules élémentaires avec des valeurs arbitraires de la charge totale peuvent exister. Ceci en soi n'est pas une raison suffisante pour abandonner la théorie de Mie car il n'a pas été prouvé qu'il ne pouvait pas exister de fonction d'univers compatible avec l'existence de certaines particules élémentaires déterminées.

Une difficulté bien plus sérieuse nous semble-t-il est due à un fait déjà remarqué par Mie. Une fois qu'on a trouvé une solution pour le potentiel électrostatique φ pour une particule matérielle d'un type requis, $\varphi + \text{const.}$ ne peut pas être une autre solution, parce que les lois du champ de Mie contiennent la valeur elle-même du potentiel. Une particule matérielle ne peut donc pas exister dans un potentiel externe constant. Ceci nous semble-t-il constitue un argument de poids à l'encontre de la théorie de Mie. Dans les théories que nous allons discuter dans les sections suivantes, on ne rencontrera pas ce type de difficulté.

[21] Une tentative de Weyl doit être mentionnée ici, dans laquelle il essaie de rendre compréhensible l'asymétrie des deux formes d'électricité du point de vue de la théorie de Mie. Si la fonction d'univers L n'est pas une fonction rationnelle de $\sqrt{-\varphi_i \varphi^i}$, on peut poser [Erreur ici dans la version All. corrigée à la traduction]

$$L = \frac{1}{2} F_{ik} F^{ik} + w(+\sqrt{-\varphi_i \varphi^i}) \quad \text{pour } \varphi_i \varphi^i < 0, \varphi_4 > 0$$

et

$$L = \frac{1}{2} F_{ik} F^{ik} + w(-\sqrt{-\varphi_i \varphi^i}) \quad \text{pour } \varphi_i \varphi^i < 0, \varphi_4 < 0$$

où w est une fonction non paire quelconque. [Pouvons-nous commenter ici le côté rationnel ou non, fonction paire ou non ?] Dans le cas statique, les équations du champ ne resteront

pas invariantes dans l'échange de φ en $-\varphi$ (électricité positive et négative). En toute généralité, si L est une fonction multivaluée des quatre invariants fondamentaux indiqués plus haut, il est possible de choisir l'une de ses branches comme fonction d'univers pour l'électricité positive et une autre pour l'électricité négative. Nous reviendrons sur cette possibilité au § 67.

65. La théorie de Weyl

[22]

Dans une série d'articles Weyl³⁸⁵ a développé une théorie extrêmement profonde, fondée sur une généralisation de la géométrie de Riemann et qui affirme ramener tous les phénomènes physiques en termes de gravitation et d'électromagnétisme et cela en dernier ressort en termes de métrique d'Univers. La structure de base de cette théorie et les résultats obtenus à ce jour seront discutés à cet *endroit* parce que la théorie a aussi certaines affirmations sur la nature des particules matérielles. p. 193

(α) *Géométrie infinitésimale pure. Invariance de jauge* [Eichinvarianz, discuter ici l'évolution de la terminologie avant qu'elle ne se fixe : "Weyl's papers on physics were rambling, discursive and philosophical. They were also extraordinarily original. He was exploring new ideas, so there was great fluidity in his style. He frequently changed names for key concepts. Proportionalität later became Strecke, so that when Schrödinger in 1922 referred to the Proportionalitätsfaktor, it became Streckenfaktor (see Yang Ref. 146). When the concept of gauge invariance first came up, he called it Massstab-Invarianz. But later he settled on Eichinvarianz. English translation of this term is now gauge invariance, but had been at times calibration invariance and measure invariance." (A.C.T. Wu and C.N. Yang, Int. J. Mod. Phys. A, **21** (2006) 3235)]. [Numérotation en lettres latines dans la version allemande.] Le passage de la géométrie euclidienne à la géométrie riemanienne a été vu dans la partie II comme réalisée en relaxant l'hypothèse que le transport de la direction d'un vecteur d'un point P à un point P' est indépendant du chemin suivi. Weyl franchit un pas de plus en autorisant une dépendance en fonction du chemin du transport de longueur. Il sera donc uniquement possible de comparer des longueurs mesurées *en un même point* de l'espace, mais pas en des points différents [Commenter ici les arguments de Fr. Chargois sur le fait que c'est finalement l'essence de la géométrie grecque et que Weyl revient aux sources mêmes de la géométrie.]. En d'autres termes, on peut seulement déterminer des relations entre les g_{ik} grâce à des mesures, mais pas les quantités elles-mêmes. Supposons tout d'abord des valeurs arbitraires (continues) absolues pour les g_{ik} et définissons

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$$

comme le carré de la longueur d'une règle, où les dx^i sont les différences entre les coordonnées de ses points extrêmes. (Par souci de brièveté, nous parlons ici et dans ce qui suit en termes de règles, mais les mêmes arguments s'appliquent bien sûr à la période d'une horloge dans le cas d'un élément de longueur du genre temps). Si maintenant la règle est déplacée le long d'une courbe déterminée $x^i = x^i(t)$ d'un point $P(t)$ à un point $P'(t+dt)$, le carré de la longueur $ds^2 = l$ sera alors changé. Nous allons admettre comme axiome qu'il sera toujours changé d'une fraction définie de l ,

$$\frac{dl}{dt} = -l \frac{d\varphi}{dt} \quad (472)$$

où φ est une certaine fonction de t et est indépendante de l . On introduit comme second axiome que $d\varphi/dt$ dépend uniquement des dérivées premières des coordonnées, dx^i/dt .

³⁸⁵ H. Weyl, *S.B. preuss. Akad. Wiss.* (1918) 465; *Math. Z.* **2** (1918) 384; *Ann. Phys., Lpz.*, **59** (1919) 101 :

Comme de plus l'équation (472) doit être valable pour un choix arbitraire du paramètre t , $d\varphi/dt$ doit être une fonction homogène du premier degré des dx^i/dt . Cette fonction peut être spécifiée davantage au moyen du concept de transport parallèle qui a été discuté au paragraphe 14. Ce concept y a été défini par deux conditions : la première affirmait que les composantes d'un vecteur resteraient inchangées pour un transport parallèle *infinitésimal dans un référentiel convenablement choisi*, là où la seconde exprimait le fait que la longueur d'un vecteur resterait inaltérée durant le transport parallèle. La première hypothèse peut être retenue inchangée ; elle conduit à l'expression (64) pour le changement des composantes du vecteur,

$$\frac{d\xi^i}{dt} = -\Gamma^i_{rs} \frac{dx^s}{dt} \xi^r \quad (64)$$

avec

$$\Gamma^i_{rs} = \Gamma^i_{sr}. \quad (65)$$

p. 194 La seconde hypothèse en revanche perd son sens ici, parce que les longueurs de deux vecteurs en des points différents ne peuvent plus être comparées. A sa place, cette hypothèse doit être remplacée par la condition que les longueurs doivent changer selon (472),

$$\frac{d}{dt}(g_{ik}\xi^i\xi^k) = \frac{d}{dt}(\xi_i\xi^i) = -g_{ik}\xi^i\xi^k \frac{d\varphi}{dt}, \quad (473)$$

pour un déplacement parallèle. En substituant (64), il s'ensuit tout d'abord que $d\varphi/dt$ doit être une forme linéaire de dx^i/dt ,

$$d\varphi = \varphi_i dx^i. \quad (474)$$

Le déplacement parallèle est possible uniquement à cette condition. De plus, de

$$\Gamma_{irs} = g_{ik}\Gamma^k_{rs}, \quad \Gamma^i_{rs} = g^{ik}\Gamma_{krs}, \quad (66)$$

on déduit que

$$\frac{\partial g_{ir}}{\partial x^s} + g_{ir}\varphi_s = \Gamma_{irs} + \Gamma_{ris} \quad (475)$$

Les composantes géodésiques de la géométrie de Weyl sont donc différentes de celles de Riemann. Nous noterons toujours à l'aide d'une astérisque les expressions de la géométrie riemannienne. Elles proviennent à celles de la géométrie de Weyl lorsque $\varphi_i = 0$ [Formulation anglaise réductrice avec reduce par rapport à hervorgehen !] Ainsi, si les quantités (??) sont notées Γ^*_{irs} , alors

$$\Gamma_{irs} = \Gamma^*_{irs} + \frac{1}{2}(g_{ir}\varphi_s + g_{is}\varphi_r - g_{rs}\varphi_i). \quad (476)$$

On a fixé les valeurs absolues de g_{ik} complètement arbitrairement. A la place du jeu de valeurs g_{ik} , on aurait tout aussi bien pu utiliser l'ensemble de valeurs λg_{ik} , où λ est une fonction arbitraire de la position. Tous les éléments de longueur auraient dans ce cas dû être multipliés par λ et à cause de (472), nous aurions trouvé l'ensemble de valeurs

$$\varphi_i - \frac{\partial \ln \lambda}{\partial x^i} = \varphi_i - \frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial x^i},$$

à la place de φ_i . Fixer le facteur λ , la jauge, dans la géométrie de Weyl va de pair avec le choix des coordonnées dans la géométrie de Riemann. *Tout comme nous avons supposé*

l'invariance de toutes les relations géométriques et des lois physiques dans un changement arbitraire des coordonnées, nous avons maintenant à postuler en plus leur invariance vis-à-vis des substitutions

$$\bar{g}_{ik} = \lambda g_{ik}, \quad \bar{\varphi}_i = \varphi_i - \frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial x^i}, \quad (477)$$

c.-à-d. par rapport aux changements de la jauge (invariance de jauge).

(β) *Champ électromagnétique et métrique d'Univers.* [Numérotation des susubsections à rendre conforme à la version allemande] De (472), il s'ensuit par intégration que [Uniformiser p. 195 le choix ln ou log et indiquer]

$$\ln l|_P^{P'} = - \int_P^{P'} \varphi_i dx^i, \\ l_{P'} = l_P \exp \left\{ - \int_P^{P'} \varphi_i dx^i \right\}. \quad (478)$$

Quand la forme linéaire $\varphi_i dx^i$ est une différentielle totale, la longueur d'un vecteur devient indépendante de la trajectoire le long de laquelle il est transporté et on revient au cas riemannien. La condition nécessaire et suffisante pour cela est l'annulation des expressions

$$F_{ik} = \frac{\partial \varphi_k}{\partial x^i} - \frac{\partial \varphi_i}{\partial x^k}. \quad (479)$$

[Appelé courbure de nos genres dans la littérature physique.] En fait, dans ce cas, à l'aide de (477) nous voyons que dans ce cas le vecteur φ_i peut toujours être rendu nul par un choix convenable de la jauge. Dans le cas général cependant, les quantités F_{ik} seront différentes de zéro. Elles forment donc les composantes covariantes d'un tenseur de type surface [antisymétrique] de rang 2, qui de plus reste inchangé dans un changement de jauge, en raison de (477). De plus elles satisfont aux équations

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x^l} + \frac{\partial F_{li}}{\partial x^k} + \frac{\partial F_{kl}}{\partial x^i} = 0, \quad (480)$$

qui découlent de (479). Nous voyons que les équations (479) et (480) ont exactement la même forme que les équations (206) et (203) de la théorie de l'électron. Mais l'analogie peut être menée plus avant. Si l'on prend le point de vue (contrairement aux hypothèses de la théorie de Mie) que les phénomènes électromagnétiques sont déterminés de manière première par les changements dans l'espace et le temps des intensités des champs seuls, et que les potentiels sont en revanche vus comme des quantités mathématiques auxiliaires, alors les valeurs des potentiels φ_i qui conduisent aux mêmes intensités du champ sont physiquement complètement équivalentes; de sorte qu'un gradient $\partial \psi / \partial x^i$ reste indéterminé dans les φ_i . Mais, ainsi qu'on la vu, le même raisonnement s'applique exactement au vecteur métrique φ_i . Suivant Weyl, nous sommes ainsi conduits à identifier les deux jeux de quantités φ_i, F_{ik} : *le vecteur métrique φ_i qui détermine le comportement des longueurs selon (478), doit être identique au quadri-potential électromagnétique (à un facteur numérique près).* Tout comme les effets gravitationnels dans la théorie d'Einstein sont intimement liés au comportement des règles et horloges de mesure, de sorte qu'elles s'en déduisent sans ambiguïté, la même chose vaut pour les effets électromagnétiques dans la théorie de Weyl. Dans ce sens, la gravitation et l'électricité apparaissent toutes deux comme des conséquences de la métrique d'Univers dans cette théorie.

p. 196 Ce point de vue devait être ensuite modifié par Weyl. Les hypothèses de base de la théorie dans sa forme originale conduisent en effet, comme Einstein l'a signalé³⁸⁶, à des déductions qui semblent en contradiction avec l'expérience. Pensons à un champ électrostatique connecté à un G-champ statique [un champ de gravitation]. Les composantes spatiales φ_i ($i = 1, 2, 3$) s'annulent et la composante temporelle $\varphi_4 = \varphi$ de même que les g_{ik} est indépendante du temps. La jauge est alors fixée à facteur *constant* près. Si l'on applique la relation (478) à la période d'une horloge stationnaire, il s'ensuit directement que

$$\tau = \tau_0 e^{\alpha \varphi t}, \quad (481)$$

où α est un facteur de proportionnalité. La signification de cette équation est la suivante : considérons deux horloges identiques, C_1 et C_2 , battant le même rythme, placées tout d'abord au point P_1 dans un potentiel électrostatique φ_1 . Menons ensuite l'horloge C_2 en un point P_2 dans un potentiel φ_2 pendant t secondes pour la ramener ensuite en P_1 . Il en résultera que le rythme de l'horloge C_2 , comparé à celui de l'horloge C_1 , sera augmenté ou diminué d'un facteur $\exp[-\alpha(\varphi_2 - \varphi_1)t]$ (selon le signe de α et de la différence $\varphi_2 - \varphi_1$). Cet effet devrait en particulier être notable dans les lignes spectrales d'une substance donnée, les raies spectrales de fréquences définies ne pouvant pas exister, car, si petit que soit choisi α , les différences augmenteraient indéfiniment au cours du temps selon (481) [Estimer ici la valeur de α pour que la variation des fréquences spectrales soit inobservable à l'échelle de l'âge de l'univers pour des valeurs typiques du potentiel (si cela a du sens)]. Le point de vue actuel de Weyl à cet égard est le suivant : *le processus idéal de transport congruent des intervalles d'univers tels que déterminés par (472) n'a rien à voir avec le comportement réel des règles et des horloges ; la métrique du champ ne doit pas être définie à partir des informations obtenues directement par ces instruments de mesure.* [Commenter cette attitude de Weyl, cf Chr. Eckes] Dans ce cas, les quantités g_{ik} et φ_i ne sont par définition plus observables directement, au contraire de l'élément de longueur ds^2 de la théorie d'Einstein. Ce renoncement semble avoir des conséquences très sérieuses. Alors qu'il n'y a plus maintenant de contradiction directe avec l'expérience, la théorie apparaît cependant avoir perdu, d'un point de vue physique, de son pouvoir de conviction profond.³⁸⁷ Par exemple le lien entre l'électromagnétisme et la métrique d'univers n'est plus proprement physique, mais purement formel. En effet il n'y a plus de connexion immédiate entre les phénomènes électromagnétiques et le comportement des règles et des horloges, il y a seulement une connexion entre les premiers et le processus idéal défini mathématiquement comme le transport parallèle de vecteurs. De plus, il existe un fondement seulement formel et non pas physique du lien entre métrique d'univers et électricité, tout au contraire de la connexion entre métrique d'univers et gravitation, pour laquelle une confirmation empirique forte est fournie par l'égalité entre masses gravitationnelle et inertielle et qui est une conséquence rigoureuse du principe d'équivalence et de la relativité restreinte [Commenter ce point sur l'importance du principe d'équivalence chez Einstein].

.....

(γ) *Le calcul tensoriel dans la géométrie de Weyl.* Avant d'écrire les lois du champ, nous devons exposer les règles formelles qui permettent d'obtenir des équations invariantes de jauge. Il est clair que dans la théorie de Weyl, le concept de tenseur doit être modifié de manière telle qu'un système d'équations qui exprime l'annulation de toutes les composantes d'un tenseur doit non seulement rester invariant dans un changement arbitraire des coordonnées, mais aussi pour un changement de jauge (477) arbitraire. De fait, il apparaît

³⁸⁶ A. Einstein, *S.B. preuss. Akad. Wiss.* (1918) 478, contient la réponse de Weyl.

³⁸⁷ A. Einstein considère que même dans cette version, la théorie ne supportera pas la confrontation à la réalité (*Phys. Z.*, **21** (1920) 651 ; Cf. note de bas de page 18, p. 4, *ibid.*).

commode de ne désigner comme tenseurs que les quantités qui sont simplement multipliées par une puissance λ^e de λ dans la transformation (477) ; e étant appelé le poids du tenseur. p. 197
Ainsi, g_{ik} est de poids +1, g^{ik} de poids -1, $\sqrt{-g}$ dans un univers quadri-dimensionnel est de poids 2, Γ^r_{ik} est, d'après (64) ou (476), *absolument* invariant de jauge, i.e. de poids 0.

Toutes les opérations qui sont basées seulement sur le concept de transport parallèle peuvent être naturellement transposées à la géométrie de Weyl ; la seule chose pour cela à faire est d'utiliser les expressions (66), (467) à la place de (66), (??) pour Γ^r_{ik} . Ainsi les lignes géodésiques peuvent être définies ici aussi par la condition que leur tangente reste parallèle à elle-même ; elles satisfont à nouveau les équations (??). Les équations (??) ($u_i u^i = \text{const.}$) cependant doivent être remplacées par

$$\frac{d}{d\tau}(u_i u^i) = -(u_i u^i)(\varphi_k u^k)$$

en raison de (472) et (474). Si en particulier $u_i u^i = 0$ en un point d'une ligne géodésique, cette relation restera toujours valable. Cela rend possible la détermination des lignes géodésiques nulles [note ici : de genre lumière]. La propriété des lignes géodésiques d'être aussi les lignes les plus courtes est abandonné dans la géométrie de Weyl parce que le concept de longueur d'une courbe n'y a plus de sens. Comme dans le paragraphe 16, nous obtenons le tenseur de courbure en termes de déplacement parallèle d'un vecteur le long d'une courbe fermée,

$$R^h_{ijk} = \frac{\partial \Gamma^h_{ij}}{\partial x^k} - \frac{\partial \Gamma^h_{ik}}{\partial x^j} + \Gamma^h_{k\alpha} \Gamma^\alpha_{ij} - \Gamma^h_{j\alpha} \Gamma^\alpha_{ik}. \quad (86)$$

Les composantes dans cette équation sont de poids 0, et les composantes de R_{hijk} sont alors de poids 1. Les relations de symétrie de ce tenseur de courbure sont cependant différentes de celles du tenseur de Riemann qui sont déterminées par (??). Weyl a discuté cela en détail et a aussi calculé explicitement l'expression (86) pour le tenseur de courbure par substitution de (476). Comme au paragraphe 17, nous obtenons le tenseur de courbure contracté R_{ik} , (??), dont les composantes covariantes sont de poids 0, et l'invariant R , (??), de poids -1. Finalement, toutes les opérations des paragraphes 19 et 20 restent valables dans la théorie de Weyl, pourvu premièrement que les dérivées des composantes des tenseurs et densités tensorielles soient de poids 0 et deuxièmement que les expressions (66) et (476) soient utilisées pour les quantités Γ^r_{ik} . On remarquera qu'il est parfaitement suffisant pour établir les preuves de la plupart des théorèmes de remarquer que le concept de transport parallèle selon (64) est déterminé de manière invariante à l'aide des Γ^r_{ik} sans avoir à connaître la relation des ces derniers aux quantités métriques g_{ik} , φ_i . Dans les dernières versions de sa théorie, Weyl a fortement insisté sur ce point en développant sa géométrie en trois étapes. Dans la première, il a démontré les théorèmes qui sont valables pour des variétés arbitraires ; dans la seconde, les relations basées sur le concept de transport parallèle (appelé « connexion affine » par Weyl [Serait appelé de nos jours connexion linéaire. Cartan utilisera connexion affine dans un autre sens plus tard. Point technique et historique à développer par Ph. N. et A. G..]) ; et finalement les conséquences résultant de l'existence des deux formes métriques fondamentales : la quadratique $g_{ik} dx^i dx^k$ (gravitation) et la linéaire $\varphi_i dx^i$ (électricité). Le lien entre ces deux types phénomènes, qui étaient séparés dans les théories antérieures, trouve une expression formelle dans le fait les g_{ik} et φ_i p. 198 apparaissent simultanément dans les composantes de la connexion Γ^r_{ik} et par conséquent dans la plupart des autres équations invariantes de jauge.

Les modifications ou extensions, dans la théorie de Weyl, des affirmations sur les transformations infinitésimales de coordonnées et intégrales invariantes que nous avons faites au paragraphe 23 sont particulièrement importantes pour les applications physiques.

Tout d'abord les changements de jauge infinitésimaux apparaissent sur le même plan que les transformations infinitésimales de coordonnées. De (477) nous déduisons, à l'aide de $\lambda = 1 + \epsilon\pi(x)$,

$$\delta g_{ik} = \epsilon\pi g_{ik}, \quad (\delta g^{ik} = -\epsilon\pi g^{ik}), \quad \delta\varphi_i = -\epsilon\frac{\partial\pi}{\partial x^i}. \quad (482)$$

De plus, il est évident dans la théorie de Weyl que seules les densités scalaires $\mathfrak{W}$ de poids 0 conduisent à des intégrales invariantes $\int \mathfrak{W} dx$. Les scalaires correspondants sont alors de poids -2 , en raison du facteur $\sqrt{-g}$ dans un univers quadridimensionnel. Les scalaires de ce type vont jouer un rôle important dans ce qui suit. Parmi ceux-ci, il y a quatre combinaisons rationnelles des composantes du tenseur de courbure³⁸⁸,

$$\frac{1}{2}F_{ik}F^{ik}, \quad R_{hijk}R^{hijk}, \quad R_{ik}R^{ik}, \quad R^2. \quad (483)$$

L'invariant R apparaissant dans le principe d'action de la théorie d'Einstein est toutefois de poids -1 . Weyl a fait remarquer, du fait que les densités scalaires (483) sont de poids 0, qu'un univers quadridimensionnel a un avantage qui le distingue d'une variété métrique de dimension différente [Qualité de cette remarque de Weyl à commenter et le fait que $\sqrt{-g}$ est de poids $n/2$ en dimension n]. En fait, sur ces dernières on ne pourrait construire aucune densité scalaire de poids 0 ayant une structure simple.

(δ) *Lois du champ et principe d'action. Conséquences physiques.* Nous devons maintenant chercher des lois physiques invariantes de jauge. Selon Weyl, tous les processus physiques sont réductibles à des effets électromagnétiques et gravitationnels. Nous avons ainsi à disposition les quatorze quantités d'état indépendantes φ_i et g_{ik} . Mais comme l'invariance de jauge a maintenant été ajoutée à l'invariance par changement de coordonnées, la solution générale des équations de champ doit contenir cinq fonctions arbitraires au lieu de quatre ; il doit aussi y avoir cinq identités entre les quatorze équations de champ. Nous verrons que quatre de ces identités expriment la loi de l'énergie-impulsion, de manière analogue à celle de la théorie d'Einstein, et que la cinquième identité exprime la loi de conservation de la charge.

Nous allons tout d'abord tenter de conserver les équations de Maxwell et d'identifier le tenseur énergie de matière avec celui de Maxwell et nous remplacerons seulement le tenseur de courbure de la géométrie riemannienne dans les équations d'Einstein par celui de la théorie de Weyl. Il s'avèrera que seule la première « prescription » est possible. Etudions pour commencer la théorie de Maxwell. Le premier groupe d'équations de Maxwell est satisfait par construction, comme cela a déjà été souligné. Mais comme l'intensité du champ F_{ik} est de poids 0, la même propriété sera vraie, dans un univers quadridimensionnel, des composantes contravariantes $\mathfrak{F}^{ik}$ de la densité tensorielle correspondante [Rejoint la remarque précédente à commenter.]. Les équations

$$\frac{\partial \mathfrak{F}^{ik}}{\partial x^k} = \mathfrak{s}^i$$

sont alors invariantes de jauge : les équations de Maxwell restent inchangées lorsque g_{ik} est remplacée par λg_{ik} . Le théorème de Bateman selon lequel les équations de Maxwell sont invariantes par transformations conformes (paragraphe 28) est contenu dans cette affirmation comme un cas particulier. De telles transformations changent en effet les valeurs normales δ_i^k , que prennent les g_{ik} en relativité restreinte, en $\lambda \delta_i^k$. [Ce δ_i^k est un "pseudo-

³⁸⁸R. Weitzenböck a montré dans *Wiener Ber., math. nat. Kl.*, IIa, **129** (1920) 683 et 687 que les invariants donnés ici sont les seuls de ce type.

Kronecker" noté de nos jours η_{ik} .] L'invariance de jauge des équations de Maxwell est liée au fait que l'intégrale d'action

$$J = \int \frac{1}{4} F_{ik} \mathfrak{F}^{ik} dx$$

d'où elles découlent, est elle-même invariante de jauge. Nous souhaitons noter à ce niveau que la raison de l'annulation apparemment accidentelle du scalaire du tenseur énergie de Maxwell **[de quoi parle-t-il ?]** (paragraphe 30, équation (??)) trouve aussi son origine dans l'invariance de jauge de cette intégrale d'action. Une variation de l'intégrale d'action, en maintenant les F_{ik} constants, conduit à

$$\delta J = \int \mathfrak{S}_{ik} \delta g^{ik} dx,$$

suivant § 55. Si l'on demande maintenant la condition que J soit inchangée dans un changement de jauge infinitésimal, $\lambda = 1 + \epsilon\pi(x)$, on déduit directement de (482) que $\mathfrak{S}_i{}^i = 0$, comme attendu.³⁸⁹

Au contraire de la théorie de Maxwell, la situation est très différente lorsqu'on vient à traiter de la théorie d'Einstein. Pour commencer, la loi selon laquelle les lignes d'Univers des particules massives et les rayons lumineux sont des géodésiques n'est plus généralement valide dans la théorie de Weyl. Une particule massive ne se déplace le long d'une ligne d'Univers géodésique qu'en l'absence de champs électromagnétiques et pour les rayons lumineux, l'équation des lignes géodésiques perd son sens pour la raison suivante. Même en l'absence de champs gravitationnels, les termes qui contiennent le quadri-vecteur potentiel φ_i intruderont dans l'équation de la ligne géodésique des termes oscillants à la fréquence **[période]** de la lumière. L'équation invariante de jauge

$$g_{ik} dx^i dx^k = 0$$

du cône de lumière **[null cone]** reste seule valable pour les lignes d'univers des rayons lumineux. Les tentatives d'utilisation des équations de champ de la théorie Einstein dans la théorie de Weyl (en remplaçant les quantités de courbure de Riemann par les quantités plus générales de Weyl) sont finalement ruinées par le fait que dans les équations

$$G_{ik} = -\kappa T_{ik}$$

[Commentaire de signe en relation avec la signature à faire par Raph dans la partie IV] le membre de gauche serait de poids 0 **[et]** celui de droite de poids -1 . Ce**[tte dernière propriété]** est obtenue facilement en considérant le cas du tenseur énergie de Maxwell comme exemple. Cet insuccès est dû au fait que l'intégrale d'action $\int \mathfrak{R} dx$ dont résultent les équations d'Einstein n'est pas invariante de jauge, car elle est de poids 1 au lieu de 0. Si en revanche

³⁸⁹ Les ϕ_i ne doivent pas être variés ici, parce qu'ils interviennent dans J sous la forme de la combinaison invariante de jauge F_{ik} . En lien avec cette observation, la théorie de Nordström de la gravitation fournit une application intéressante. Comme indiqué au paragraphe 56, l'élément de longueur de cette théorie est de la forme

$$ds^2 = \Phi \sum_i (dx^i)^2.$$

Il découle tout d'abord de l'invariance de jauge de équations de Maxwell que ces dernières restent également valables en présence de champs gravitationnels dans la théorie de Nordström, de sorte que les champs gravitationnels sont sans influence sur les processus électromagnétiques (e.g. absence de déviation des rayons lumineux). Au contraire, en raison de l'annulation du scalaire énergie de Maxwell **[? ? ?]** l'énergie électromagnétique n'engendre pas de champ gravitationnel dans la théorie de Norström, puisque les équations du champ gravitationnel ne comportent que le scalaire énergie. On voit avec ce qui précède que

on souhaite retenir le principe d'invariance de jauge, on doit abandonner les équations de champ d'Einstein. Cette dernière remarque cependant indique **[already]** un moyen pour obtenir des équations de champ invariantes de jauge. Un principe d'action

$$\delta \int \mathfrak{W} dx \quad (484)$$

dans lequel l'intégrale est aussi invariante par les transformations de jauge doit être élaboré. Si les variations s'annulent aux bords et si en général en variant les ϕ_i et les g_{ik}

$$\delta \int \mathfrak{W} dx = \int (\mathfrak{w}^i \delta \phi_i + \mathfrak{W}^{ik} \delta g_{ik}) dx, \quad (485)$$

alors les lois physiques s'expriment par

$$\mathfrak{w}_i = 0, \quad \mathfrak{W}^{ik} = 0. \quad (486)$$

En étudiant les conditions pour que l'intégrale $\int \mathfrak{W} dx$ soit invariante par rapport aux transformations infinitésimales de coordonnées et aux changements de jauge infinitésimaux, on obtient cinq identités entre ces quatorze équations, comme cela a été postulé précédemment pour des raisons de causalité. Elles s'écrivent

$$\frac{\partial \mathfrak{w}^i}{\partial x^i} + \mathfrak{W}_i{}^i \equiv 0 \quad (487)$$

et

$$\frac{\partial \mathfrak{W}_i{}^k}{\partial x^k} - \Gamma^r{}_{si} \mathfrak{W}_r{}^s + \frac{1}{2} F_{ik} \mathfrak{w}^k \equiv 0. \quad (488)$$

On peut ensuite s'intéresser aux variations qui ne s'annulent pas aux bords. Cela nous permettra de construire sans ambiguïté à partir de l'action invariante une densité vectorielle $\mathfrak{s}^i$ et la densité d'un tenseur affine $\mathfrak{S}_i{}^k$ qui obéissent aux identités

$$\frac{\partial \mathfrak{s}^i}{\partial x^i} \equiv \frac{\partial \mathfrak{w}^i}{\partial x^i} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \mathfrak{S}_i{}^k}{\partial x^k} \equiv \frac{\partial \mathfrak{W}_i{}^k}{\partial x^k} \quad (489)$$

sans devoir s'annuler elles-mêmes en vertu de lois physiques. En conséquence, Weyl appelle $\mathfrak{s}^i$ le quadricourant et $\mathfrak{S}_i{}^k$ les composantes de l'énergie. On voit ainsi que *dans la théorie de Weyl la loi de conservation de la charge électrique est formellement exactement sur le même plan que celle de l'énergie. Toutes deux sont déduites des équations du mouvement, fournissant ainsi les cinq identités nécessaires entre elles.* Les composantes de l'énergie, qui ne forment qu'un tenseur affine même dans la théorie d'Einstein (c'est-à-dire qui ne sont covariantes que par des transformations linéaires) ne peuvent plus être séparées en une partie due à la gravitation et l'autre due à la matière elle-même de sorte qu'un tenseur énergie-impulsion $T_i{}^k$ de la matière n'existe pas du tout dans cette théorie. On doit admettre que le principe d'action nous permet de reconnaître ces relations de manière particulièrement simple et transparente, mais on doit ajouter qu'il n'est pas du tout évident d'un point de vue physique que les lois physiques doivent être déductibles d'un principe d'action. Il semblerait en revanche bien plus naturel de déduire les lois physiques d'exigences purement physiques, comme cela a été fait dans la théorie d'Einstein au paragraphe 56. **[Commenter ici sur le fait que depuis, la plupart des nouvelles tentatives de construction de théories physiques en physique des hautes énergies en cosmologie ou même en physique de la matière condensée sont généralement fondées sur un principe d'action, en raison notamment**

du fait que l'action est une quantité scalaire que l'on peut contraindre au moyen des principes de symétrie que l'on cherche à imposer à la théorie.]

Pour être capable de faire d'autres déductions de la théorie, on doit maintenant faire des hypothèses spécifiques sur la forme de la fonction d'action. Le nombre de possibilités n'est pas aussi grand que dans la théorie de Mie. Dans cette dernière un nouvel invariant pouvait être déduit d'une fonction *arbitraire* $f(J_1, J_2, \dots)$ des invariants arbitraires $J_1, J_2, \dots$. Ce n'est plus le cas ici car les invariants doivent être de poids -2 pour que les densités scalaires résultantes soient de poids 0 . Une nouvelle fonction admissible ne peut donc être produite que par une fonction qui est au plus *homogène du premier degré* en ces invariants. Même ainsi, la variété de fonctions recevables reste clairement considérable. L'hypothèse la plus naturelle est que la fonction invariante soit une fonction rationnelle des composantes de la courbure. D'après ce que nous avons vu en (γ) , la fonction d'action devra être une combinaison linéaire des invariants (483)³⁹⁰ Le calcul conduit en premier lieu à la validité des équations de Maxwell

$$\frac{\partial \mathfrak{F}^{ik}}{\partial x^k} = \mathfrak{s}^i \quad (208a)$$

et aussi aux expressions

$$s_i = k \left(\frac{\partial R}{\partial x^i} + R \phi_i \right) \quad (490)$$

pour le quadricourant (R est l'invariant de courbure dans la géométrie de Weyl et k une constante). [Rq les minsucules maths sont italiques.] Dans le cas statique on en déduit que

$$R = \text{const.} \quad (491)$$

Si aucune charge n'est présente, cette constante ne peut pas s'annuler. Si de plus elle est supposée positive, *il s'ensuit automatiquement que la courbure de l'espace est positive et que l'univers est fini*, de sorte qu'il n'est pas nécessaire d'ajouter un terme $-\lambda$ spécial aux équations de gravitation. [Commenter rapidement la rôle et l'évolution de la constante cosmologique.] C'est un mérite particulier de la théorie de Weyl. [Commenter l'utilisation présente de la gravitation conforme pour se débarrasser de la constante cosmologique.] De même, les équations de la gravitation elles-mêmes ne sont pas identiques à celles d'Einstein, même en l'absence de champ électromagnétique ($\phi_i = 0$) comme on pouvait s'y attendre sur la base des arguments précédents, puisqu'elles sont de ordre plus élevé que le second. Mais on peut montrer que dans le cas d'un champ statique à symétrie sphérique dans l'espace hors d'une "particule matérielle", le champ gravitationnel $(??)$ de la théorie d'Einstein est aussi solution des équations gravitationnelles de la théorie de Weyl. [Commenter ici la différence entre demander aux équations d'une théorie "couvrante" de redonner les équations de la théorie ancienne, ou poser cette exigence des solutions des équations.] Ce cas est en pratique le seul cas important [(hors de la cosmologie, à discuter ici.)] et est décisif pour ce qui concerne la précession du périhélie de Mercure et la déviation des rayons lumineux. *La théorie de Weyl est ainsi capable d'expliquer la précession du périhélie de Mercure et la déviation des rayons lumineux tout aussi bien que la théorie d'Einstein.*³⁹¹

Nous avons encore à discuter les déductions que l'on peut faire relativement au problème de la structure de la matière. Encore une fois, le problème consiste à déterminer les

cette circonstance a aussi comme fondement formel l'invariance de jauge des équations de Maxwell.

³⁹⁰H. Weyl pense qu'il est probable que l'hypothèse $W = \frac{1}{2}F_{ik}F^{ik} + cR_{hijk}R^{hijk}$ corresponde à la réalité (Cf. note de bas de page 385 p. ???, *Ann. Phys. Lpz., loc. cit.*, and *Raum-Zeit-Materie, loc. cit.*).

³⁹¹En dehors des articles de Weyl, indiqués dans la note de bas de page 385, p. ???, voir aussi W. Pauli,

solutions statiques et à symétrie sphérique des équations de champ qui ne sont nulles part singulières. On doit encore demander à toute fonction d'action qui corresponde à la réalité qu'elle admette seulement une solution pour chaque type d'électricité. Un aspect essentiellement nouveau comparé à la théorie de Mie apparaît dans les conditions de régularité, non pas à l'infini, mais à l'"équateur" de l'univers en raison du caractère fini de l'univers. On est alors amené à conjecturer qu'une connexion existe entre la taille de l'univers et celle de l'électron **[(Cela rejoint l'hypothèse des grands nombres de Dirac, Eddington.)]**, ce qui serait quelque peu fantastique. Les forces qui maintiennent l'électron sont dans cette théorie partiellement d'origine électrique en partie des forces gravitationnelles. Même avec les hypothèses spéciales discutées en détail précédemment pour la fonction d'action, les équations différentielles deviennent si compliquées qu'il n'a pas été jusqu'à présent possible de les intégrer. En dehors de cela, les équations différentielles sont les mêmes pour l'électricité positive et négative (cf. paragraphe 67), de sorte que les conditions complètement asymétriques qu'on obtient en réalité **[?????]** ne sont certainement pas représentées

[21] correctement. *En résumé on peut dire que la théorie de Weyl n'a pas permis d'apporter de solution au problème de la structure de la matière.* Au contraire, on argumentera plus en détail au paragraphe 67 dans le sens qu'aucune solution à ce problème ne puisse être trouvée en suivant cette voie.

66. La théorie d'Einstein

Einstein a tenté une approche sur la question de la structure des particules matérielles sous un angle complètement différent³⁹². Les équations du champ (??) et (??) sont respectivement basées sur l'hypothèse que le tenseur énergie-moment matériel $\mathfrak{T}_i^k$, qui satisfait l'équation

$$\frac{\partial \mathfrak{T}_i^k}{\partial x^k} - \frac{1}{2} \mathfrak{T}^{rs} \frac{\partial g_{rs}}{\partial x^i} = 0. \quad (341a)$$

Cette hypothèse sera conservée ici. Comme le tenseur énergie de Maxwell (cf. paragraphe 54)

$$\mathfrak{S}_i^k = F_{ir} \mathfrak{F}^{ir} - \frac{1}{4} F_{rs} \mathfrak{F}^{rs} \delta_i^k \quad (222a)$$

[erreur d'indices 1er terme à droite à corriger. Voir version All aussi.] ne satisfait cette condition que dans l'espace vide de charges, des termes supplémentaires doivent être ajoutés à $\mathfrak{S}_i^k$. Mie a supposé que ces termes sont de nature électrique, c'est-à-dire qu'ils sont fonction des quantités électriques F_{ik} , ϕ_i . Einstein au contraire suppose que *les particules matérielles sont maintenues ensembles seulement par des forces gravitationnelles*, de sorte que ces termes additionnels doivent dépendre des g_{ik} et de leurs dérivées. Bien que le tenseur de Maxwell $\mathfrak{S}_i^k$ ne puisse plus être maintenant appelé le tenseur énergie total de la matière et ne satisfasse pas l'équation (341a), Einstein commence de manière tout-à-fait analogue au paragraphe 56 avec l'hypothèse que *ce tenseur énergie $\mathfrak{S}_i^k$ de Maxwell devrait être proportionnel à une expression différentielle du second ordre formée à partir des seuls g_{ik}* . Cette hypothèse simple est décisive pour la théorie d'Einstein. On conclut de cela et de l'exigence de covariance générale, comme au paragraphe 56, que les équations du champ doivent être de la forme

$$R_{ik} + \bar{c} R g_{ik} = -\kappa S_{ik}.$$

jr., *Verh. dtsh. phys. Ges.*, **21** (1919) 742, où le principe d'action mentionné dans la note de bas de page 390, p. ??? est spécifiquement utilisé comme base.

³⁹² A. Einstein, *S.B. preuss. Akad. Wiss.* (1919) 349; également dans la collection Lorentz-Einstein-Minkowski, *Das Relativitätsprinzip*, (5ème éd., Berlin 1920)

L'ajout d'un autre terme, proportionnel à g_{ik} se révélera superflu ici. Mais comme l'équation (341a) pour $\mathfrak{S}_i{}^k$ n'est pas valable, nous ne sommes enclins comme précédemment à poser $\bar{c} = -\frac{1}{2}$. Au lieu de cela, $\bar{c}$ est déterminé par une autre condition. Selon (??), le scalaire $S_i{}^i$ s'annule. On doit poser $\bar{c} = -\frac{1}{4}$ de sorte que le scalaire du membre de gauche des équations de champ s'annule identiquement. Dans ce cas, les équations du champ s'écrivent

$$R_{ik} - \frac{1}{4}g_{ik}R = -\kappa S_{ik}. \quad (492)$$

De plus, les équations de la théorie de l'électron

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x^l} + \frac{\partial F_{li}}{\partial x^k} + \frac{\partial F_{kl}}{\partial x^i} = 0 \quad (203)$$

et

$$\frac{\partial \mathfrak{F}^{ik}}{\partial x^k} = \mathfrak{s}^i; \quad (208)$$

doivent rester valables. Une simple énumération montre que (203) et (492) comportent seulement quatre équations indépendantes, moins qu'il n'y a d'inconnues, comme requis par la théorie de la relativité générale. On doit aussi mentionner que les équations du champ n'apparaissent pas déductibles d'un principe d'action dans ce cas. Il résulte du paragraphe 54 (203) et (208) que la divergence de S_{ik} prend la valeur

$$-F_{ik}\mathfrak{s}^k$$

c'est-à-dire l'opposé du vecteur force de Lorentz. Par conséquent, la divergence des équations du champ (492) conduisent à la relation

$$F_{ik}\mathfrak{s}^k - \frac{1}{4\kappa} \frac{\partial R}{\partial x^i} = 0, \quad (493)$$

car la divergence de $R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R$ s'annule. Ces équations montrent que pour ces équations de champ, les forces répulsives de Coulomb sont effectivement maintenues en équilibre par une pression gravitationnelle. Si l'on pose $s^k = \varphi_0 u^k$, il s'ensuit

$$\frac{\partial R}{\partial x^i} u^i = \frac{dR}{d\tau} = 0, \quad (494)$$

c'est-à-dire que R reste constant le long de la ligne d'univers d'un même élément de matière. Dans l'espace libre de charges,

$$\frac{\partial R}{\partial x^i} = 0,$$

à partir de (493), de sorte que

$$R = \text{const.} = R_0. \quad (495)$$

A l'intérieur de la particule matérielle, R décroît continûment de la valeur R_0 à des valeurs de plus en plus petites jusqu'au centre de la particule. L'équation (493) montre que $(1/4\kappa)R$ représente directement l'énergie des forces gravitationnelles qui maintiennent la particule.

Nous devons maintenant nous intéresser au tenseur énergie-impulsion de la matière T_{ik} . Pour cela, l'équation (??) qui contient le terme $-\lambda$ doit rester valable. De (??), on sait

que $R = -4\lambda$ pour l'espace libre de matière. La comparaison avec (495) montre que l'on doit poser

$$R_0 = -4\lambda, \quad \lambda = -\frac{R_0}{4}. \quad (496)$$

C'est l'un des avantages principaux de cette nouvelle formulation que la constante λ n'est pas caractéristique de la loi fondamentale elle-même, mais prend la signification d'une *constante d'intégration*. L'équation (??) peut maintenant être écrite

$$G_{ik} + \frac{1}{2}R_0g_{ik} = -\chi T_{ik},$$

alors que (492) conduit à

$$G_{ik} + \frac{1}{2}Rg_{ik} = -\chi S_{ik}.$$

La comparaison montre alors que

$$T_{ik} = S_{ik} + \frac{1}{4\chi}(R - R_0)g_{ik}. \quad (497)$$

Ce tenseur satisfait alors automatiquement (??) en raison de (492); il satisfait donc aussi l'équation (341a). De plus il s'annule dans l'espace libre de matière. Nous sommes donc tout-à-fait légitimes, d'un point de vue physique, à l'appeler le tenseur énergie de la matière. La densité d'énergie matérielle $-\mathfrak{T}_4{}^4$ est composée de deux parties, l'une ayant une origine électromagnétique et l'autre gravitationnelle, toutes deux étant positives. Il est facile de voir qu'un univers d'extension spatiale finie, avec une densité de masse constante et stationnaire ($T_1{}^1 = T_2{}^2 = T_3{}^3 = 0$, $T_4{}^4 = -\mu_0 c^2$) est solution des nouvelles équations du champ. Toutes les relations du paragraphe 62(β) restent inchangées. Le tenseur électromagnétique $S_i{}^k$ est généralement calculé à partir de (497),

$$S_i{}^k = T_i{}^k - \frac{1}{2}T\delta_i{}^k \quad (498)$$

de sorte que dans notre cas

$$S_1{}^1 = S_2{}^2 = S_3{}^3 = \frac{1}{4}\mu_0 c^2, \quad S_4{}^4 = -\frac{3}{4}\mu_0 c^2. \quad (499)$$

L'énergie d'un univers spatialement fini est pour trois quarts d'origine électromagnétique et pour un quart d'origine gravitationnelle. Cette contribution électromagnétique à l'énergie totale est exactement la même que celle obtenue au paragraphe 63 sur la base d'hypothèses spécifiques (non nécessairement correctes) sur la nature de l'électron.

Si l'on cherche maintenant à déterminer le champ d'une particule matérielle à partir des équations (203) ou (206), (208) et (492), respectivement, on voit qu'il manque une équation pour la détermination des inconnues dans la cas statique à symétrie sphérique. *En accord avec la théorie d'Einstein développée ici, toute distribution électrique statique à symétrie sphérique est en équilibre.* Quelque satisfaisante que soient les fondations de cette théorie, elle n'est pas non plus capable de fournir une réponse au problème de la structure de la matière.

67. Remarques générales sur l'état actuel du problème de la matière

[23]

[Pas moyen de faire la note en protect] Chacune des théories que nous avons discutées a ses avantages particuliers et ses défauts. Leur échec commun nous incite cependant à résumer les inconvénients et difficultés qu'elles partagent.

L'objet de toutes les théories continues est de déduire la nature atomique de l'électricité de la propriété que les équations différentielles exprimant les lois physiques n'admettent

qu'un nombre discret de solutions qui soient régulières partout, statiques et de symétrie sphérique. En particulier, de telles solutions doivent exister pour chaque sorte d'électricité, positive et négative. Il est clair que les équations différentielles qui possèdent cette propriété doivent être de structure particulièrement compliquée. Il nous semble que cette complexité des lois physiques milite en elle-même contre les théories continues. D'un point de vue physique, l'existence de l'"atomaticité", en elle-même si simple et si fondamentale, devrait être interprétée d'une manière également simple et élémentaire par la théorie et ne devrait pas pour ainsi dire apparaître comme une astuce d'analyse.

De plus, on a vu que les théories continues sont forcées d'introduire des forces spéciales qui maintiennent en équilibre les forces répulsives de Coulomb à l'intérieur des particules élémentaires chargées. Si l'on suppose que ces forces sont *de nature électrique*, on doit assigner une signification absolue au quadripotential qui conduit aux difficultés discutées au paragraphe 64. L'alternative selon laquelle les particules élémentaires sont maintenues ensemble par des *forces gravitationnelles* est cependant démentie par un argument empirique de poids, car on devrait alors s'attendre à ce qu'il existe une relation entre la masse gravitationnelle de l'électron et sa charge. De fait, la quantité sans dimension correspondante $e/(m\sqrt{k})$ (k étant la constante de gravitation usuelle) est de l'ordre de 10^{20} (voir aussi la paragraphe 59) ! [\[Commenter le pb dit de hiérarchie.\]](#)

(111)

Commentaires

- (1) L'électrodynamique ordinaire laisse le quadripotential en partie indéterminé, sa valeur dans l'absolu n'étant fixée qu'à un choix de jauge près, comme la jauge de Lorenz $\frac{\partial \phi^k}{\partial x^k} = 0$. La théorie de Mie ne possède donc pas cette liberté de jauge.
- (2) Pauli utilise ici la convention selon laquelle le couplage aux sources s^i est décrit dans le lagrangien par un terme $-2s^i\phi_i$ de sorte que la densité de courant est donnée par $s^i = -\frac{1}{2}\frac{\partial L}{\partial \phi_i}$ là où la convention actuelle ne comprend pas le facteur 1/2. Il utilise aussi pour la contribution du champ libre (dans le cas de Maxwell) l'expression (230) $\frac{1}{2}F_{ik}F^{ik}$, elle aussi multipliée par un facteur 2 par rapport au choix actuel, de sorte que les équations de mouvement ont la forme habituelle (208), $\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k} = s^i$.
- (3) Il s'agit là de la manière qu'a aussi utilisée Weyl pour déterminer les lois de conservation plutôt que par l'usage du théorème de E. Noether. [\[Demander à Raph de faire un commentaire sur les théorèmes de Noether.\]](#)

Note 20. (Fr. p. ???)³⁹³

Ici l'invariant [voir (54a), p. 33)] [Les numeros de page se réfèrent à l'édition anglaise, on devra tout mettre en référence à notre traduction]

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}(F_{23}F_{14} + F_{31}F_{24} + F_{12}F_{34}) = \frac{1}{4}F_{ik}F^{*ik}$$

a été oublié par erreur. [Annexe sur le formalisme en formes, en indices, en matrices, cf Gourgoulhon] La quantité n'est pas invariante par rapport aux réflexions des coordonnées spatiales ($x'_a = -x_a$ pour $a = 1,2,3$), mais change de signe par cette transformation (pseudo-scalaire). Comme les lagrangiens que l'on rencontre dans la nature sont invariants par réflexion spatiale, seul le carré de cette quantité peut apparaître. [Nous sommes avant l'article de Lee et Yang sur la brisure de symétrie de parité par l'interaction faible.] C'est réellement le cas dans l'application de la théorie quantique du positron à la polarisation du vide dans des champs électrique et magnétique externes homogènes, comme cela a été montré par W. Heisenberg et H. Euler, *Z. Phys.*, **98** (1936) 714. Cela joue aussi un rôle dans l'électrodynamique non linéaire de M. Born, *Proc. Roy. Soc.* **A143** (1934) 410 et de M. Born et L. Infeld, *Proc. Roy. Soc.* **A144** (1934) 425, **147** (1934) 552, **150** (1935) 141. [Note sur Born et Infeld]

Les autres invariants mentionnés sous (2) et (4), p. 189 ont aussi été totalement abandonnés en raison de leur non invariance de jauge.

Note 21. (pp. 192, 202 et 205)

Après que les propriétés des négatons et positons [électrons et positrons ?] se sont avérées exactement symétriques, l'antiproton négatif a été trouvé expérimentalement.[†] Tous les arguments dans le texte qui sont basés "sur une asymétrie des deux formes d'électricité" doivent être éliminés.

Note 22. (pp. 192-202) Théorie de Weyl

Bien qu'il n'y ait jamais eu de raison empirique de croire que les longueurs et les durées de règles et d'horloges dépendent de leur préhistoire (voir § 65(β)), la situation théorique a aussi évolué significativement depuis l'élaboration de la mécanique quantique. Dans cette théorie, l'équation d'onde complexe décrivant la matière électriquement chargée (la fonction d'onde ψ peut avoir une ou plusieurs composantes) autorise le groupe de transformations

$$\varphi_i' = \varphi_i - i\frac{\hbar c}{\epsilon} \frac{\partial f}{\partial x^i}, \quad \psi' = \psi e^{if(x)} \quad (1)$$

ce qui est analogue à la transformation (477) de la théorie originale de Weyl, mais avec un exposant imaginaire dans ψ à la place de l'exposant réel dans g_{ik} ($\hbar$ = constante de Planck

³⁹³ All. p. ???, An. p. 189

[†] O. Chamberlain, E. Segré, C. Wiegand and Th. Ypsilantis, *Phys. Rev.*, **100** (1955) 947.

divisée par 2π , e = charge électrique élémentaire). De plus, le lien de la loi de conservation de la charge électrique avec le nouveau groupe est le même qu'avec l'ancienne théorie.

London,[‡] et Weyl lui-même^{||} ont tous deux reconnu ce fait rapidement après la découverte de la mécanique ondulatoire [Prévoir ici un comment sur Schrödinger et Fock en suivant le point de vue de O'Raffearthaigh]. Depuis lors, le terme de groupe de jauge est employé pour désigner le groupe (1) en mécanique ondulatoire, en référence comme origine historique à la théorie de Weyl sur les longueurs non-intégrables.

Il n'y avait cependant plus aucune raison de croire à une non intégrabilité des longueurs et Weyl lui-même a affirmé l'échec de son ancienne théorie. Il semble y avoir maintenant consensus sur le fait que les g_{ik} eux-mêmes, et non uniquement leurs rapports, restent inchangés lorsqu'un gradient est ajouté aux potentiels électromagnétiques.[†]

[‡]F. London, *Z. Phys.* **42** (1927) 375.

^{||}H. Weyl, *Gruppentheorie und Quantenmechanik* (Leipzig 1928 ; 2nde édition, 1931) ; *Z. Phys.* **56** (1929) 330 ; Rouse Ball lecture 'Geometry and Physics', *Naturwissenschaften* **19** (1931), pp 49-58. Report '50 Jahre Relativitätstheorie', *Naturwissenschaften* **38** (1951), 73.

[†]Indépendamment de la transformation des potentiels électromagnétiques, on peut considérer la transformation conforme $g'_{ik} = \lambda g_{ik}$ avec une fonction arbitraire $\lambda(x)$ [voir p. 81 et 199 pour les équations de Maxwell]. R. Bach, *Math. Z.* **9** (1921) 110 (voir aussi C. Lanczos, *Ann. Math., Princeton* **39** (1938) 842) a montré qu'il est mathématiquement possible de construire des équations de champ possédant cette invariance en utilisant dans le principe d'action une densité scalaire du second degré dans les composantes du tenseur de courbure conforme [pour ce dernier, voir H. Weyl, *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, math.-naturw. Kl.*, (1921) 99].

Einstein a également considéré les équations de gravitation en prenant en considération l'invariance conforme [*S.B. preuss. Akad. Wiss.* (1921) 261]. Ce point de vue a cependant rapidement été abandonné car il ne semble pas avoir de signification physique. [Prévoir commentaire sur des tentatives récentes d'explication cosmologiques alternatives à la matière noire ou à l'énergie sombre dans le contexte de la gravité conforme de Weyl.]