Une théorie du champ unitaire avec $\Gamma\mu\neq$ o

S.N. Bose

TOME 14 N° 12. DÉCEMBRE 1953.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

UNE THÉORIE DU CHAMP UNITAIRE AVEC $\Gamma_\mu \neq 0$

Par S. N. BOSE,

Université de Calcutta.

Sommaire. — On établit des équations du champ unitaire en faisant varier une intégrale qui satisfait au postulat d'hermiticité. On obtient l'équivalence formelle avec les théories anciennes, soit avec $\Gamma_\lambda = 0$, soit avec $\| a_{\lambda\mu} \| = 0$ quand $\Phi_\lambda = 0$; on peut interpréter Φ_λ comme la force de Lorentz si on prend les $a_{\lambda\mu}$ comme les composantes du champ électromagnétique.

Les équations approchées avec composantes antisymétriques prennent la forme maxwellienne pour une certaine valeur des constantes. Toutefois, pour une autre valeur, il est possible d'avoir le champ sans aucune singularité.

1. **Introduction.** — On peut classer en trois groupes les équations caractéristiques de la théorie du champ d'Einstein :

I. Les équations du champ qui intéressent uniquement les coefficients de connexion $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ et leurs dérivées.

II. Les équations de connexion qui relient le tenseur g aux coefficients de connexion affine.

III. Les quatre relations de caractère restrictif :

$$\Gamma^\lambda_{\mu\lambda} - \Gamma^\lambda_{\lambda\mu} = 2\Gamma_\mu = 0.$$

Notons que les relations (III) sont semblables aux 24 équations

$$\Gamma^\lambda_{\mu\nu} - \Gamma^\lambda_{\nu\mu} = 0$$

qui, dans la théorie relativiste de la gravitation sont les conséquences du postulat de la symétrie de la connexion affine.

Dans la théorie du champ unitaire aussi bien que dans la théorie de la gravitation, les équations du champ (I) et les équations de connexion (II) peuvent se déduire simultanément d'un principe de variation où l'on égale à zéro la variation arbitraire d'une intégrale, la variation étant cependant assujettie aux restrictions du type (III).

Néanmoins les conditions arbitraires sont bien moins nombreuses dans la théorie unitaire que dans la théorie de la gravitation.

Dans cet article, on essaye d'éliminer toutes les conditions restrictives et d'établir un système d'équations fondamentales en s'appuyant uniquement sur le principe de variation.

On a toutefois utilisé le postulat d'hermiticité récemment énoncé par Einstein pour construire l'intégrale dont la variation conduit à cette nouvelle généralisation.

On verra dans les résultats précisés ci-dessous que des termes additionnels contenant Γ_μ interviennent aussi bien dans les équations du champ que dans les équations de connexion.

Les équations de connexion qui concernent le tenseur g donnent lieu à quelques remarques. Elles prennent ici la forme

$$g^{\mu\nu}_{\lambda} + g^{\mu a}\Gamma^\nu_{\lambda a} + g^{a\nu}\Gamma^\mu_{a\lambda} = 3\, g^{\mu\nu}\Phi_\lambda,$$

tandis que dans les deux théories précédentes le premier membre de cette égalité est nul.

Φ_λ est défini ici par les équations suivantes :

$$\Phi_\lambda = \frac{a_{\lambda\beta}\, k^\beta}{\sqrt{|g|}}, \qquad \text{avec} \quad a_{\lambda\beta} = \frac{1}{2}(g_{\lambda\beta} - g_{\beta\lambda})$$

et

$$k^\beta = \frac{1}{3}\theta(g^{\beta\nu} + g^{\nu\beta})\Gamma_\nu.$$

Si $\Gamma_\lambda = 0$, $k^\beta = 0$ et par conséquent on a aussi $\Phi = 0$ et l'équation reprend la forme ancienne.

Néanmoins il existe une autre possibilité : que $a_{\alpha\beta}$ soit la partie antisymétrique du tenseur covariant considérée comme liée au vecteur à six composantes **(E, H)** de la théorie électromagnétique.

Si le déterminant

$$\| a_{\gamma\beta} \| = (a_{12}a_{34} + a_{31}a_{24} + a_{23}a_{14})^2 = 0,$$

on peut avoir $\Phi_{,} = 0$ même si k^{μ} et Γ_{μ} ne sont pas nuls.

Remarquons que puisqu'on suppose toujours

$$\| g^{\beta\nu} + g^{\nu\beta} \| \neq 0,$$

k^{μ} et Γ_{μ} sont nuls simultanément.

La condition $\| a_{,\beta} \| = 0$ combinée avec la règle habituelle de corrélation citée ci-dessus conduit immédiatement à **(EH)** $= 0$, propriété classique du champ électromagnétique.

On est ainsi tenté de poser une corrélation d'une part entre k^{μ} et le vecteur à quatre dimensions courant-charge (car $k^{\mu}_{,\mu} = 0$ découle immédiatement des équations générales) et, d'autre part, entre Φ_{λ} et la force pondéromotrice de Lorentz, en raison de l'identification classique

$$(a_{23}\, a_{31}\, a_{12}) \to \vec{H}, \qquad (a_{41}\, a_{42}\, a_{43}) \to i\,\vec{E}.$$

On peut interpréter $\Phi_{,} = 0$ comme déterminant une distribution stationnaire où la force de Lorentz est nulle, ce qui ramène l'équation de connexion à la forme qu'elle avait dans les théories précédentes.

Dans les équations de champ, l'élément symétrique $P^{\lambda}_{\mu\nu}$ et l'élément antisymétrique $G^{\lambda}_{\mu\nu}$ ont des rôles essentiellement différents.

Au moyen d'hypothèses sur les ordres de grandeurs relatifs des différents termes, nous avons pu ramener les équations fondamentales à une forme simple.

Physiquement, ces hypothèses impliquent qu'il est possible de négliger la gravitation dans l'étude des relations entre grandeurs électromagnétiques.

Les équations ainsi transformées ont une forme intéressante et l'on peut les interpréter comme de simples conséquences de la théorie de Maxwell si l'on attribue certaines valeurs particulières aux constantes arbitraires. Mais il est possible aussi d'obtenir un champ sans singularités pour d'autres valeurs particulières. Le champ n'est alors évidemment pas maxwellien.

Ces aspects encourageants du nouveau système d'équations m'ont amené à penser qu'il convenait de publier les premiers résultats pour provoquer les critiques et les observations.

2. **Les nouvelles équations.** — Suivant Einstein, toutes les relations de la théorie unitaire doivent satisfaire au postulat d'hermiticité, c'est-à-dire rester invariantes quand $g^{\mu\nu}$, $g_{\mu\nu}$, $\Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}$ sont changés à la fois en g'^{μ}, $g_{\nu\mu}$, $\Gamma^{\lambda}_{\nu\mu}$ par permutation des indices μ et ν.

On voit facilement que dans cette transformation le tenseur d'Einstein **E** de composantes

$$E_{\mu\nu} = \Gamma^{\lambda}_{\mu\nu,\lambda} - \Gamma^{\lambda}_{\mu\lambda,\nu} + \Gamma^{\varepsilon}_{\mu\nu}\Gamma^{\lambda}_{\varepsilon\lambda} - \Gamma^{\varepsilon}_{\mu\lambda}\Gamma^{\lambda}_{\varepsilon\nu}$$

devient le tenseur **H** de composantes

$$H_{\nu\mu} = \Gamma^{\lambda}_{\nu\mu,\lambda} - \Gamma^{\lambda}_{\lambda\mu,\nu} + \Gamma^{\varepsilon}_{\nu\mu}\Gamma^{\lambda}_{\lambda\varepsilon} - \Gamma^{\varepsilon}_{\lambda\mu}\Gamma^{\lambda}_{\nu\varepsilon}.$$

Au lieu de l'expression

$$I = g^{\mu\nu}E_{\mu\nu}\sqrt{|g|} \equiv g'^{\mu\nu}E_{\mu\nu}$$

qui intervient dans l'intégrale soumise à variation pour obtenir les équations fondamentales, nous adoptons une forme plus générale

$$I' = \frac{1}{2}(g'^{\mu\nu}E_{\mu\nu} + g'^{\nu\mu}H_{\nu\mu}) + a\gamma^{\mu\nu}\Gamma_{\mu}\Gamma_{\nu} + bA^{\mu\nu}(\Gamma_{\mu,\nu} - \Gamma_{\mu,\nu})$$

où

$$\gamma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(g'^{\mu\nu} + g'^{\nu\mu}) = \frac{1}{2}\sqrt{|g|}\,(g^{\mu\nu} + g^{\nu\mu})$$

$$A^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(g'^{\mu\nu} - g'^{\nu\mu}) = \frac{1}{2}\sqrt{|g|}\,(g^{\mu\nu} - g^{\nu\mu}),$$

et

$$|\bar{g}| = |g|,$$

puisque la permutation de μ et ν ne modifie pas le déterminant. Les termes additionnels vérifient aussi la condition d'hermiticité puisque $\Gamma_{\mu}A^{\mu\nu}$ changent de signe et que $\gamma^{\mu\nu}$ conserve le sien avec la permutation.

Séparons dans les coefficients de connexion affine $\Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}$ la partie symétrique $P^{\lambda}_{\mu\nu}$ et la partie antisymétrique $V^{\lambda}_{\mu\nu}$ et posons encore

$$V^{\lambda}_{\mu\nu} = G^{\lambda}_{\mu\nu} - \frac{1}{3}\delta^{\lambda}_{\mu}\Gamma_{\nu} + \frac{1}{3}\delta^{\lambda}_{\nu}\Gamma_{\mu},$$

avec

$$\Gamma_{\mu} = V^{\lambda}_{\mu\lambda},$$

on a

$$G^{\lambda}_{\mu\lambda} = 0.$$

En effectuant les substitutions dans I', tous les termes qui sont produits d'un facteur symétrique par un facteur antisymétrique disparaissent dans la sommation et nous avons finalement

$$I' = \gamma^{\mu\nu}(\bar{E}_{\mu\nu} - G^{\lambda}_{\mu\varepsilon}G^{\varepsilon}_{\lambda\nu} + x\Gamma_{\mu}\Gamma_{\nu}) + A^{\mu\nu}[G^{\lambda}_{\mu\nu,\lambda} - y(\Gamma_{\mu,\nu} - \Gamma_{\nu,\mu})],$$

où x, y sont des constantes arbitraires,

$$\bar{E}_{\mu\nu} = P^{\lambda}_{\mu\nu,\lambda} - \frac{1}{2}(P^{\lambda}_{\mu\lambda,\nu} + P^{\lambda}_{\nu\lambda,\mu}) + P^{\varepsilon}_{\mu\nu}P^{\lambda}_{\varepsilon\lambda} - P^{\varepsilon}_{\mu\lambda}P^{\lambda}_{\varepsilon\nu}$$

est la composante symétrisée du tenseur d'Einstein avec connexion affine symétrique et

$$G^\lambda_{\mu\nu,\lambda} = G^\lambda_{\mu\nu,\lambda} - G^\lambda_{\mu\varepsilon} P^\varepsilon_{\lambda\nu} - G^\lambda_{\varepsilon\nu} P^\varepsilon_{\mu\lambda} + G^\varepsilon_{\mu\nu} P^\lambda_{\varepsilon\lambda}$$

est la dérivée covariante classique calculée aussi avec connexion symétrique.

Au cours de la variation arbitraire de

$$L = \int I' \, dv_4, \qquad dv_4 = dx^1 dx^2 dx^3 dx^4.$$

$\gamma^{\mu\nu}$, $A^{\mu\nu}$ conservent automatiquement leur caractère symétrique. Les variations de $\gamma^{\mu\nu}$ et $A^{\mu\nu}$ peuvent donc être considérées comme arbitraires, ce qui donne immédiatement les équations du champ

$$\frac{\partial I'}{\partial \gamma^{\mu\nu}} = \bar{E}_{\mu\nu} - G^\varepsilon_{\mu\lambda} G^\lambda_{\varepsilon\nu} + x \Gamma_\mu \Gamma_\nu = 0,$$

$$\frac{\partial I'}{\partial A^{\mu\nu}} = G^\lambda_{\mu\nu,\lambda} - y(\Gamma_{\mu,\nu} - \Gamma_{\nu,\mu}).$$

Pour obtenir les équations de connexion nous égalons d'abord I' à une divergence à quatre dimensions (H) et considérons H seulement puisque la divergence se transforme en une intégrale étendue à un domaine à trois dimensions où tous les coefficients des variations arbitraires s'annulent.

Rappelons-nous cependant que dans la variation des éléments Γ_μ, $P^\lambda_{\mu\nu}$, $G^\lambda_{\mu\nu}$ les quatre relations $G^\lambda_{\mu\lambda} = 0$ restent toujours valables; les 24 composants de $G^\lambda_{\mu\nu}$ ne sont pas arbitraires. Nous devons donc appliquer la méthode habituelle, employer des multiplicateurs indéterminés k^μ et varier la fonction

$$H - 2 k^\mu G^\lambda_{\mu\lambda} = H'.$$

Ces coefficients k^μ seront déterminés en dernier lieu à partir de l'équation finale.

Nous obtenons ainsi par un calcul facile le système d'équations

$$\gamma^{\mu\nu}_{,\lambda} + \gamma^{\mu\alpha} P^\nu_{\lambda\alpha} + \gamma^{\alpha\nu} P^\mu_{\alpha\lambda} - \gamma^{\mu\nu} P^\alpha_{\lambda\alpha} = -[A^{\mu\alpha} G^\nu_{\lambda\alpha} + A^{\alpha\nu} G^\mu_{\alpha\lambda}],$$

$$A^{\mu\nu}_{,\lambda} + A^{\mu\alpha} P^\nu_{\lambda\alpha} + A^{\alpha\nu} P^\mu_{\alpha\lambda} - A^{\mu\nu} P^\alpha_{\lambda\alpha} - k^\mu \delta^\nu_\lambda + k^\nu \delta^\mu_\alpha = -[\gamma^{\mu\alpha} G^\nu_{\lambda\alpha} + \gamma^{\alpha\nu} G^\mu_{\alpha\lambda}],$$

$$y A^{\mu\nu}_{\nu} + x \gamma^{\mu\nu} \Gamma_\nu = 0,$$

et par conséquent

$$A^{\mu\nu}_{,\nu} = 3 k^\mu,$$

$$\gamma^{\mu\alpha}_{,\alpha} + \gamma^{\alpha\beta} P^\mu_{\alpha\beta} + A^{\alpha\beta} G^\mu_{\alpha\beta} = 0.$$

D'où on tire immédiatement

$$k^\mu_{,\mu} = 0$$

et

$$k^\mu = \theta \gamma^{\mu\nu} \Gamma_\nu, \qquad \text{avec} \quad \theta = \frac{x}{3y}.$$

Nous pouvons maintenant donner aux équations de connexion la forme convenable : par addition et regroupement on a

$$g'^{\mu\nu}_{\lambda} + g'^{\mu a} L^\nu_{\lambda a} + g'^{a\nu} L^\mu_{a\lambda} - g'^{\mu\nu} L_{\lambda a}^{\ a} = k^\mu \delta^\nu_\lambda - k^\nu \delta^\mu_\lambda,$$

où

$$L^\nu_{\lambda a} = G^\nu_{\lambda a} + P^\nu_{\lambda a},$$

en multipliant par les coefficients $g'_{\mu\nu}$ définis par

$$g'^{\mu\nu} g'_{\mu\lambda} = \delta^\nu_\lambda, \qquad g'^{\mu\nu} g'_{\lambda\nu} = \delta^\mu_\lambda.$$

nous avons d'abord

$$L'^{a}_{\lambda a} = \frac{1}{2} \frac{c_{,\lambda}}{c} + a'_{\lambda\beta} k^\beta,$$

$$c = |g|$$

et

$$a'_{\lambda\beta} = \frac{1}{2}(g'_{\lambda\beta} - g'_{\beta\lambda}),$$

puis en remplaçant $L^a_{\lambda a}$ par sa valeur et en divisant par $\sqrt{c}$, nous obtenons après une transformation facile

$$g^{\mu\nu}_{\lambda} + g^{\mu a} L^\nu_{\lambda a} + g^{a\nu} L^\mu_{a\lambda} - \frac{g^{\mu\nu} a_{\lambda\beta} k^\beta}{\sqrt{c}} = \frac{k^\mu \delta^\nu_\lambda - k^\nu \delta^\mu_\lambda}{\sqrt{c}}.$$

En observant que

$$g^{\mu a} g_{\beta a} k^\beta = k^\mu, \qquad g^{a\nu} g_{a\beta} k^\beta = k^\nu$$

et en regroupant et additionnant certains termes, nous avons finalement

$$g^{\mu a}_{,\lambda} + g^{\mu a} \Gamma'^\nu_{\lambda a} + g^{a\nu} \Gamma'^\mu_{a\lambda} = 3 g^{\mu\nu} \frac{a_{\lambda\beta} k^\beta}{\sqrt{c}} = 3 g^{\mu\nu} \Phi_\lambda :$$

où

$$\Gamma'^\nu_{\lambda a} = L^\nu_{\lambda a} - g_{\beta a} \frac{k^\beta}{\sqrt{c}} \delta^\nu_\lambda + g_{\lambda\beta} k^\beta \delta^\nu_a,$$

$$\Gamma'^\mu_{a\lambda} = L^\mu_{a\lambda} - g_{\beta\lambda} \frac{k^\beta}{\sqrt{c}} \delta^\mu_a + g_{\alpha\beta} \frac{k^\beta}{\sqrt{c}} \delta^\mu_\lambda.$$

Les nouveaux coefficients affines sont

$$\Gamma'^\lambda_{\mu\nu} = Q^\lambda_{\mu\nu} + U^\lambda_{\mu\nu}$$

où

$$Q^\lambda_{\mu\nu} = P^\lambda_{\mu\nu} + \Phi_\mu \delta^\lambda_\nu + \Phi_\nu \delta^\lambda_\mu$$

et

$$U^\lambda_{\mu\nu} = G^\lambda_{\mu\nu} - \Psi_\nu \delta^\lambda_\mu + \Psi_\mu \delta^\lambda_\nu;$$

$$\Psi_\nu = \frac{s_{\nu\beta} k^\beta}{\sqrt{c}}, \qquad \Phi_\nu = a_{\nu\beta} \frac{k^\beta}{\sqrt{c}};$$

En introduisant ces nouveaux coefficients affines dans l'équation fondamentale, nous pouvons écrire

$$\bar{E}'_{\mu\nu} + \frac{3}{2}[\Phi_{\mu,\nu} + \Phi_{\nu,\mu}] + 3\Phi_\mu\Phi_\nu + \frac{x}{\theta^2} b_{\mu a} b_{\nu\beta} \frac{k^\alpha k^\beta}{c} - G'_{\mu\varepsilon} G^\varepsilon_{\nu\,,} = 0,$$

$$(G^\lambda_{\mu\nu})'_{,\lambda} - 3 G^\varepsilon_{\mu\nu} \Phi_\varepsilon - \frac{\gamma}{\theta\sqrt{c}} [(b'_{\mu a} k^\alpha)_{,\nu} - (b'_{\nu a} k^a)_{,\mu}],$$

avec

$$\frac{1}{2} b_{\mu a}(g^{\mu\nu} + g^{\nu\mu}) = \delta^\nu_a.$$

3. **Cas particulier.** — Quand $\Phi_\nu = 0$, mais Γ_μ, $k^\mu \neq 0$, on a

$$a_{12} a_{,4} + a_{2,} a_{14} + a_{,1} a_{24} = 0.$$

Effectuons la transformation et observons que

$$\Gamma'_\mu = 3\theta\Gamma_\mu;$$

$P^\lambda_{\mu\nu}$ et $G^\lambda_{\mu\nu}$ ne changent pas et nous obtenons

$$\bar{E}'_{\mu\nu} + t\Gamma'_\mu\Gamma'_\nu - G'_{\mu\varepsilon} G^\varepsilon_{\nu\nu} = 0;$$

$$(G^\lambda_{\mu\nu})_{,\lambda} + t(\Gamma_{\mu,\nu} - \Gamma_{\nu,\mu}) = 0,$$

la seule modification est une réduction du nombre des constantes arbitraires.

L'équation de connexion est (puisque $\Phi'_\lambda = 0$)

$$g^{\mu\lambda}_{\lambda} + g^{\mu\alpha}\Gamma^\nu_{\lambda\alpha} + g^{\alpha\nu}\Gamma^\mu_{\alpha\lambda} = 0,$$

mais avec $\Gamma_\mu \neq 0$.

On montre alors facilement que

$$(A^{\mu\nu}\sqrt{\Delta})_\nu = \frac{1}{2}(g^{\mu\alpha} + g^{\alpha\mu})\Gamma_\alpha.$$

4. **Approximation.** — Pour trouver une approximation, nous mettons l'équation de connexion sous la forme

$$\gamma^{\mu\nu}_{,\lambda} + \gamma^{\mu a} P^\nu_{\lambda a} + \gamma^{a\nu} P^\mu_{a\lambda} - \gamma^{\mu\nu} P^a_{\lambda a} = -[A^{\mu a} G^\nu_{\lambda a} + A^{a\nu} G^\mu_{a\lambda}],$$

$$A^{\mu\nu}_{,\lambda} + A^{\mu a} P^\nu_{\lambda a} + A^{a\nu} P^\mu_{a\lambda} - A^{\mu\nu} P^a_{\lambda a} - k^\mu\delta^\nu_\lambda + k^\nu\delta^\mu_\lambda = -[\gamma^{\mu a} G^\nu_{\lambda a} + \gamma^{a\nu} G^\mu_{a\lambda}].$$

Nous supposons que les coefficients antisymétriques $A^{\mu\nu}$ et $G'_{\mu\nu}$ sont petits, voisins de zéro.

Alors les $P'_{\lambda\mu}$ peuvent aussi être négligés

$$\gamma^{\mu\nu} = \delta^\mu_\nu,$$

la dérivation covariante est remplacée par la dérivation ordinaire, et nous avons finalement en première approximation

$$A^{\mu\nu}_{,\lambda} - k^\mu\delta^\nu_\lambda + k^\nu\delta^\mu_\lambda = -[G^\nu_{\lambda\mu} + G^\mu_{\nu\lambda}],$$

$$A^{\mu\nu}_{\nu} = 3k^\mu,$$

d'où l'on déduit facilement

$$(G^\lambda_{\mu\nu}) = A^{\mu\nu}_{,\lambda} - k^\mu\delta^\nu_\lambda + k^\nu\delta^\mu_\lambda - \frac{1}{2}[A^{\mu\nu}_{,\lambda} + A^{\lambda\mu}_{,\nu} + A^{\nu\lambda}_{,\mu}],$$

$$(G^\lambda_{\mu\nu})_\lambda = \frac{2}{3} A^{\mu\nu}_{,\lambda\lambda} - \frac{1}{6}[A^{\mu\nu}_{,\lambda} + A^{\nu\lambda}_{,\mu} + A^{\lambda\mu}_{,\nu}]_{,}$$

et enfin comme

$$\Gamma_\mu = \frac{k^\mu}{\theta},$$

nous avons le système suivant :

$$A^{\mu\nu}_{\nu} = 3k^\mu;$$

$$A^{\mu\nu}_{\lambda\lambda} - \frac{1}{4}[A^{\mu\nu}_{\lambda} + A^{\nu\lambda}_{\mu} + A^{\lambda\mu}_{\nu}]_\lambda = \frac{3\gamma}{2\theta}[k^\mu_\nu - k^\nu_\mu].$$

En éliminant k^μ nous obtenons

$$A^{\mu\nu}_{\lambda\lambda}\left(1 - \frac{\gamma}{2\theta}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2} - \frac{\gamma}{\theta}\right)(A^{\mu\nu}_{\lambda} + A^{\nu\lambda}_{\mu} + A^{\lambda\mu}_{\nu})_\lambda = 0.$$

Si $1 = \frac{\gamma}{2\theta}$ nous pouvons poser

$$A^{\mu\nu}_{\lambda} + A^{\nu\lambda}_{\mu} + A^{\lambda\mu}_{\nu} = 0$$

et l'équation devient identique aux équations du champ électromagnétique de Maxwell.

Mais si $\frac{1}{2} - \frac{\gamma}{\theta} = 0$, les équations deviennent

$$(A^{\mu\nu}_{\nu}) = \rho^\mu,$$

$$(A^{\mu\nu}_{\lambda} + \dots)_\lambda = -(\rho^\mu_{,\nu} - \rho^\nu_{,\mu}),$$

avec

$$A^{\mu\nu}_{\lambda\lambda} = 0,$$

système différent évidemment de celui de Maxwell, mais qui peut avoir une solution sans singularités en aucun point.

Il est peut être intéressant de remarquer que certaines recherches sur la quantification du champ électromagnétique ont amené de leur côté à poser $A^{\mu\nu}_{\lambda\lambda} = 0$, ce qui entraînait implicitement une modification des équations du champ.

Si $\| a_{\nu\mu} \| = 0$ on obtient une approximation présentant les mêmes caractères.

Manuscrit reçu le 18 juillet 1953.