SELF ROTATIONAL MOTION OF ELEMENTARY PARTICLES OF PARTIALLY COHERENT CHARGED MATTER IN UNIFIED FIELD THEORY

A. FORSTER UNIVERSITE DE TOULON FRANCE

ABSTRACT

The object of this study is to describe in an electromagnetic induction field the own motion of an elementary particle, of a corpuscular aggregate or every continuum of same kind charged matter.
The same kind charged matter is supposed to be in an intermediate partial coherence state between the full incoherence (a confinement without interaction) and the total coherence (perfect relativistic rigidity) of constituent elements.

LISTE DES SYMBOLES

* ds_r intervalle de la relativité générale (et unitaire) ; tenseur d'ordre zéro
* $ds_r^2 = \gamma_{r_{ij}} dx_r^i dx_r^j$ forme quadratique fondamentale usuelle; riemanienne de type hyperbolique normal ; définie positive de signature (-,-,-,+)
* $ds^2 = \gamma_{ij} dx^i dx^j = - ds_r^2$ forme quadratique fondamentale définie négative de signature apparente (+,+,+,+) avec $dx^\alpha = dx_r^\alpha$; $dx^4 = i\, dx_r^4$; $i = \sqrt{-1}$
  et $\gamma_{\alpha\beta} = -\gamma_{r\alpha\beta}$; $\gamma_{4\alpha} = i\,\gamma_{r4\alpha}$; $\gamma_{44} = \gamma_{r44}$; $\alpha,\beta = 1,2,3$
* γ_{ij} métrique fondamentale; tenseur symétrique d'ordre deux; i,j =1,2,3,4
* $dS_r = -\sum_a m_a c \cdot ds_{ra}$ action relativiste élémentaire de la particule
* $dS = \sum_a m_a c \cdot ds_a = -i\, dS_r$ action élémentaire de la particule
* $d\tau_a$ temps propre unitaire du point a ; $ds_a = i\, c\, d\tau_a$; $ds_{ra} = c\, d\tau_a$
* dt_a coordonnée temporelle du point a ; $dx_a^4 = i\, c\, dt_a$; $dx_{ra}^4 = c\, dt_a$
* $\gamma_{ij} = g_{ij} + g^*_{ij}$; $\gamma_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}$; $\gamma_{4\alpha} = g^*_{4\alpha}$; $\gamma_{44} = g_{44} + g^*_{44}$; $g_{4\alpha} = 0$; $g^*_{\alpha\beta} = 0$
* $\mathfrak{g}_{\alpha\beta} = \gamma_{\alpha\beta} - \gamma_{4\alpha}\gamma_{4\beta}/\gamma_{44}$ métrique purement spatiale de l'espace-temps
  $\mathfrak{g}_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta} - g^*_{4\alpha} g^*_{4\beta}/\gamma_{44}$; $\mathfrak{g}_{44} = g_{44} - g^*_{44} g^*_{44}/ 4\, \mathfrak{g}_{44}$; $\mathfrak{g}_{4\alpha} = 0$
* $d\tilde{s}^2 = g_{ij} dx^i dx^j$; $d\hat{s}^2 = \mathfrak{g}_{ij} dx^i dx^j$ carrés d'intervalles presque classiques
  $\gamma_{44} = g_{44} + g^*_{44}$; $\sqrt{\gamma_{44}} = \sqrt{\mathfrak{g}_{44}} + g^*_{44}/2\sqrt{\mathfrak{g}_{44}}$; $\mathfrak{g}_{44} = g_{44} - (g^*_{44}/2\sqrt{\mathfrak{g}_{44}})^2$

* $\mathbf{A}_{rj} = (\mathbf{A}_\alpha, \mathbf{V}/c)$ potentiel réel usuel du champ électromagnétique de la théorie provisoire de l'électromagnétisme en relativité générale. $\mathbf{A}_{r4} = \mathbf{V}/c$
* $\mathbf{A}_j = (\mathbf{A}_\alpha, \mathbf{A}_4)$ potentiel usuel du champ électromagnétique de la théorie provisoire de l'électromagnétisme en relativité générale. $\mathbf{A}_4 = i\mathbf{V}/c$
* $A_j = (A_\alpha, A_4)$ potentiel de la force électromagnétique spécifique avec

$A_j = q\,\mathbf{A}_j/imc$; $A_\alpha = q\,\mathbf{A}_\alpha/imc$; $A_4 = q\mathbf{V}/mc^2$

* $\mathbf{B}_{rjk} = \partial \mathbf{A}_{rk}/\partial x_r^j - \partial \mathbf{A}_{rj}/\partial x_r^k = \partial_{rj}\,\mathbf{A}_{rk} - \partial_{rk}\,\mathbf{A}_{rj} = D_{rj}\,\mathbf{A}_{rk} - D_{rk}\,\mathbf{A}_{rj}$

  champ électromagnétique usuel de la théorie de l'électromagnétisme en relativité générale (en théorie provisoire aucune composante de γ_{rjk} ne dépend alors directement de $\mathbf{A}_{rj}$ ce qui est signifié par un indice "r" supplémentaire au symbole de Christoffel $\{{}^{\,i}_{j\,k}\}$ dans D_{rj} :

  $D_{rj}\,\mathbf{A}_{rk} = \partial_{rj}\,\mathbf{A}_{rk} - \{{}^{\,i}_{j\,k}\}_r\,\mathbf{A}_{ri}$; $\mathbf{B}_{rjk} = (\,\mathbf{B}_\alpha\,,\,\mathbf{E}_\alpha/c\,)$

* $F_{jk} = \partial A_k/\partial x^j - \partial A_j/\partial x^k$ force electromagnétique spécifique en théorie unitaire:
  $F_{jk} = q\,B_{jk}/m = q\,\mathbf{B}_{jk}/imc$; $B_{jk} = \mathbf{B}_{jk}/ic$; $B_{jk} = (\,B_\alpha\,,\,E_\alpha/ic\,)$

* $\mathbf{B}_{jk} = \partial \mathbf{A}_k/\partial x^j - \partial \mathbf{A}_j/\partial x^k = (\,\mathbf{B}_\alpha\,,\,\mathbf{E}_\alpha/ic\,)$ champ électromagnétique usuel en théorie unitaire

$$[\mathbf{B}_{jk}] = \begin{bmatrix} \mathbf{B}_{\alpha\beta} & \mathbf{B}_{\alpha 4} \\ \mathbf{B}_{4\beta} & 0 \end{bmatrix} \quad ; \quad \mathbf{B}_{\alpha\beta} = -\,\mathbf{B}_{\beta\alpha} = \mathbf{B}_\eta \;;\; \alpha \to \beta \to \eta \;;\; \mathbf{B}_{\alpha 4} = -\mathbf{B}_{4\alpha} = \mathbf{E}_\alpha/ic \;;$$

$$[\mathbf{B}_{\alpha\beta}] = \begin{bmatrix} 0 & +\mathbf{B}_3 & -\mathbf{B}_2 \\ -\mathbf{B}_3 & 0 & +\mathbf{B}_1 \\ +\mathbf{B}_2 & -\mathbf{B}_1 & 0 \end{bmatrix} \quad ; \quad [\mathbf{B}_{\alpha 4}] = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_1 \\ \mathbf{E}_2 \\ \mathbf{E}_3 \end{bmatrix}/ic \quad ; \quad [\mathbf{B}_{4\beta}] = [-\mathbf{E}_1\;\; -\mathbf{E}_2\;\; -\mathbf{E}_3]/ic$$

* $A^*_j = q\,\mathbf{A}^*_j/imc = g^*_{4j}/2$ 1^{er} potentiel spécifique unitaire
* $\mathring{A}_j = q\mathring{\mathbf{A}}_j/imc = g^*_{4j} - g^*_{44}\delta^4_j/2$ 2^e potentiel unitaire de force spécifique d'univers

* $F^*_{jk} = (1/2)(\partial_j g_{ki} - \partial_k g_{ji})dx^i/ds$ partie antisymétrique de la force spécifique d'univers
* $F^*_{\alpha\beta} = (\partial_\alpha A^*_\beta - \partial_\beta A^*_\alpha)dx^4/ds$ fraction rotationelle de la partie antisymétrique de la force spécifique d'univers utilisant le 1^{er} potentiel unitaire

* $\mathring{F}_{jk} = (\partial \mathring{A}_k/\partial x^j - \partial \mathring{A}_j/\partial x^k)$ rotationnel du 2^e potentiel unitaire(champ unitaire équivalent)
* $\tilde{F}_{jk} = (\partial \mathring{A}_k/\partial x^j - \partial \mathring{A}_j/\partial x^k)dx^4/ds = \mathring{F}_{jk}\cdot dx^4/ds$ force rotationnelle spécifique d'univers

* $V^j = (\,V^\alpha\,,\,V^4\,) = dx^j/ds$ vitesse spatiotemporelle en temps propre
* $v^j = (\,v^\alpha\,,\,v^4 = 1/\sqrt{g_{44}}\,) = dx^j/\sqrt{g_{44}}\cdot dx^4$ vitesse spatiotemporelle en temps local

* $[jk;\,i] = (1/2)(\partial_k\gamma_{ij} + \partial_j\gamma_{ik} - \partial_i\gamma_{jk})$; $\gamma^{il}\,[jk;\,l] = \{{}^{\,i}_{j\,k}\}$ symboles de Christoffel de γ_{ij}
* $\Gamma_{i;jk} = (1/2)(\,\partial_k g_{ij} + \partial_j g_{ik} - \partial_i g_{jk})$; $g^{il}\Gamma_{l;jk} = \Gamma^{\,i}_{j\,k}$ symboles de Christoffel de g_{ij}

* $G_{i;jk} = (1/2)(\partial_k g_{ij} + \partial_j g_{ik} - \partial_i g_{jk})$; $g^{il} G_{l;jk} = G^{i}_{j\,k}$ symboles de Christoffel de g_{ij}

MOUVEMENT D'AUTOROTATION DES PARTICULES ELEMENTAIRES DE MATIERE CHARGEE PARTIELLEMENT COHERENTE EN THEORIE UNITAIRE DES CHAMPS

1° INTRODUCTION

L'objectif de cette étude est la description du mouvement propre dans un champ d' induction électro-magnétique d'une particule élémentaire ,d'un agrégat corpusculaire ou d'un continuum, de matière chargée de même nature physique , qui serait dans un état intermédiaire entre l'incohérence complète (confinement sans interaction) des éléments constituants et la cohérence totale de ceux-ci (rigidité relativiste parfaite).

Le cas de l'incohérence totale est connu. C'est le mouvement relativiste confiné circulaire des éléments autour du champ B dans des plans perpendiculaires à celui-ci.

Le cas de la cohérence totale a été traité précédemment et a conduit à l'apparition du facteur de Landé de valeur 2 dans le rapport magnéto-mécanique. L'expression exacte du rapport peut s'obtenir en affectant ce facteur multiplicatif supplémentaire à l'expression incomplète du rapport fournit par la théorie Larmorienne non pertinente pour ce cas de rigidité relativiste parfaite.

La comparaison de ces deux cas considérés comme extrèmes conduit à proposer pour les potentiels g^*_{4j} une formule d'interpolation dépendant d'un seul paramètre et susceptible de décrire les interactions avec le champ unique dans des cas intermédiaires (hypothétiques) de cohésion et rigidité partielle .

2° COMPOSANTES SPATIO-TEMPORELLES DU TENSEUR METRIQUE

Les composantes spatio-temporelles du tenseur métrique définissant le champ unitaire de rotations spatio-temporelles et électro-magnétique s'écrivent à l'aide du seul potentiel

$$g^*_{ij} = 2(A^*_i \delta^4_j + A^*_j \delta^4_i - A^*_4 \delta^4_i \delta^4_j) \quad ; \quad Å_i = 2A^*_i - A^*_4 \delta^4_i \quad ; \quad g^*_{ij} = Å_i \delta^4_j + Å_j \delta^4_i$$

δ^4_j est le symbole de Kronecker tel que $\delta^4_4 = 1$ et $\delta^4_\alpha = 0$ pour $\alpha = 1,2,3$.

En dépit d'un certain arbitraire de choix, nous proposons, parmi les possibles, la formule d'interpolation suivante :

$$Å_i \cong - [(1+ c_F)/2]\, (F_{i\,\beta})_{o,}\, x^\beta - [(1- c_F)/2]\, (F_{i\,4})_{o,}\, x^4 + c_F\, (F_{i\alpha})_{o,} (F^\alpha{}_j)_{o,}\, x^j x^4$$

où "c_F " est le coeffficient de cohérence partielle du milieu matériel compris entre 0 et 1 ; $0 < c_F < 1$.

L'indiciation " 0, " allège celle de " 0, $\overset{(p)}{x}{}_M^{\,4}$ " en tous les points $M\{0, \overset{(p)}{x}{}_M^{\,4}\}$ de la courbe C (ligne de temps du repère propre (p) du centre d'inertie ; 0, $\overset{(p)}{x}{}_M^{\,4}$ veut dire en $\overset{(p)}{x}{}_M^{\,\alpha} = 0$ pour $\alpha = 1,2,3$ et $\overset{(p)}{x}{}_M^{\,4}$).

Le développement limité des composantes du tenseur métrique liées au champ électromagnétique , au voisinage de la trajectoire du centre d'inertie comprend l'intégralité des termes du 2e ordre en $x^i\, x^j$ à des termes du 3e ordre près.

x^β et x^4 : coordonnées par rapport au centre d'inertie décrivant la ligne de temps $x^\beta = 0$

$x^\beta = (x^\beta)_a = x^\beta{}_a - x^\beta{}_{o,} = x^\beta{}_a$; $x^4 = (x^4)_a = x^4{}_a - x^4{}_{o,}$; $dx^4 = d(x^4{}_a)$

Les points d'espace-temps de même coordonnée temporelle $x^4{}_{o,}$ que le centre d'inertie sont tels que $x^4 = 0$. Il convient de noter que deux points-évènements de même coordonnée temporelle ne sont pas simultanés en relativité générale .

-*incohérence totale* $c_F = 0$ $\qquad$ $Å_i \cong -(1/2)(F_{ij})_{o,}x^j$

-*cohérence totale* $c_F = 1$ $\qquad$ $Å_i \cong -(F_{i\beta})_{o,}x^\beta + (F_{i\alpha})_{o,}(F^\alpha{}_j)_{o,}\, x^j x^4$

3° EQUATION DU MOUVEMENT ORBITAL LOCAL DES ELEMENTS DANS LE REFERENTIEL PROPRE

On a pris dans le référentiel propre, sur la petite étendue du volume intérieur de la particule élémentaire, le temps local intrinsèque en chaque point pour nouvelle coordonnée temporelle. Alors sur le petit volume intérieur on a $g_{44} = 1$ en plus de $g_{4\alpha} = 0$.

Nos x^α résultent d'une transformation qui annule sur la ligne de temps $x^\alpha = 0$ la partie spatiale des symboles de Chritoffel de $g_{\alpha\beta} = \gamma_{\alpha\beta}$. Elle s'écrit : $x^\alpha = x'^\alpha + 1/2(\Gamma'^\alpha{}_{\beta\eta})_{o,}x'^\beta x'^\nu$ (les coordonnées x' sont celles des référentiels en comouvement tangent uniforme) .

Une telle transformation qui réduit les $\gamma_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}$ à la forme diagonale $\delta_{\alpha\beta}$ sur la ligne de temps ne change pas le caractère de comouvement du référentiel . Donc $(\Gamma^\alpha{}_{jk})_{o,} = 0$ et $(g_{ij})_{o,} = \delta_{ij}$ avec $\Gamma^i{}_{jk} = g^{i\,m}\,\Gamma_{m,jk}$; comme $(g^*{}_{4j})_{o,} = 0$ on a $(\gamma_{ij})_{o,} = \delta_{ij}$.

- Mouvement local dans le référentiel propre avec $A^*{}_4 = 0$ pour une cohérence partielle du milieu de valeur c_F

$$g_{\alpha\beta}\, dV^\beta{}_a/ ds_a + g^*{}_{\alpha 4}\, dV^4{}_a/ ds_a + \Gamma_{\alpha,jk}\, V^j{}_aV^k{}_a = (\partial Å_\alpha/\partial x^i - \partial Å_i/\partial x^\alpha)\, V^i{}_a\, V^4{}_a$$

$$dV^\alpha{}_a/ ds_a + \Gamma^\alpha{}_{jk}\, V^j{}_aV^k{}_a \cong (F^\alpha{}_j)_{o,}\, V^4{}_aV^j{}_a + [(1+ c_F)/2][\,\partial (F^\alpha{}_\beta)_{o,}/\partial x^4{}_a\,]\, x^\beta{}_a\, V^4{}_a\, V^4{}_a + c_F\, (F^\alpha{}_\beta)_{o,}V^4{}_a[V^\beta{}_a - (F^\beta{}_k)_{o,}\, (x^k)_aV^4{}_a] + [(1+ c_F)/2](F^\alpha{}_\beta)_{o,}x^\beta{}_a dV^4{}_a/ds_a$$

- Mouvement local dans l'approximation $g_{\alpha\beta} \cong \delta_{\alpha\beta}$ avec $A^*{}_4 = 0$

$$dV^\alpha{}_a/ ds_a \cong (F^\alpha{}_\beta)_{o,}\, V^4{}_aV^\beta{}_a + (F^\alpha{}_4)_{o,}\, V^4{}_aV_a{}^4 + [(1+ c_F)/2][\,\partial (F^\alpha{}_\beta)_{o,}/\partial x^4{}_a\,]\, x^\beta{}_a\, V^4{}_a\, V^4{}_a + c_F\, (F^\alpha{}_\beta)_{o,}V^4{}_a[dx^\beta{}_a/ds_a - (F^\beta{}_k)_{o,}\, (x^k)_aV^4{}_a] + [(1+ c_F)/2](F^\alpha{}_\beta)_{o,}x^\beta{}_a dV^4{}_a/ds_a$$

$$dV^{\alpha}{}_{a}/ ds_a \cong (F^{\alpha}{}_{k})_{o,} V^{k}{}_{a}\, V^{4}{}_{a} + (x^{k})_a\, d[(F^{\alpha}{}_{k})_{o,}\, V^{4}{}_{a}]/ ds_a \;+ c_F\, (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} V^{4}{}_{a}\, [V^{\beta}{}_{a} - (F^{\beta}{}_{k})_{o,}\, (x^{k})_a V^{4}{}_{a}]$$

$$- [(1- c_F)/2][\, \partial\, (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,}/ \partial\, x^{4}{}_{a}\,]\, x^{\beta}{}_{a}\, V^{4}{}_{a}\, V^{4}{}_{a} - [(1- c_F)/2](F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} x^{\beta}{}_{a} dV^{4}{}_{a}/ds_a$$

- <u>Cas incohérent</u> $c_F = 0$

$$dV^{\alpha}{}_{a}/ ds_a + \Gamma^{\alpha}{}_{jk}\, V^{j}{}_{a} V^{k}{}_{a} \cong (F^{\alpha}{}_{j})_{o,}\, V^{4}{}_{a} V^{j}{}_{a} + (1/2)[(\, \partial\, (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,}/ \partial\, x^{4}{}_{a}) x^{\beta}{}_{a}\, V^{4}{}_{a}\, V^{4}{}_{a} + (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} x^{\beta}{}_{a} dV^{4}{}_{a}/ds_a]$$

$$(F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} \cong F^{\alpha}{}_{\beta} \quad ; \qquad (F^{\alpha}{}_{4})_{o,} + (1/2)(\, \partial\, (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,}/ \partial\, x^{4}{}_{a}\,)\, x^{\beta}{}_{a} \cong F^{\alpha}{}_{4}$$

$$dV^{\alpha}{}_{a}/ ds_a + \Gamma^{\alpha}{}_{jk}\, V^{j}{}_{a} V^{k}{}_{a} \;\cong\; F^{\alpha}{}_{j}\;\, V^{4}{}_{a} V^{j}{}_{a} \;+ (1/2)(F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} x^{\beta}{}_{a}\, dV^{4}{}_{a}/ds_a$$

- <u>Cas cohérent</u> $c_F = 1$

$$d[dx^{\alpha}{}_{a}/ds_a - (F^{\alpha}{}_{k})_{o,}\, (x^{k})_a\, V^{4}{}_{a}\,] /ds_a \;+ \Gamma^{\alpha}{}_{jk}\, V^{j}{}_{a} V^{k}{}_{a} \;\cong\; (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,}\, V^{4}{}_{a}\, [dx^{\beta}{}_{a}/ds_a - (F^{\beta}{}_{k})_{o,}\, (x^{k})_a\, V^{4}{}_{a}]$$

$$d[V^{\alpha}{}_{a} - (F^{\alpha}{}_{k})_{o,}\, (x^{k})_a\, V^{4}{}_{a}\,] /ds_a \;+ \Gamma^{\alpha}{}_{jk}\, V^{j}{}_{a} V^{k}{}_{a} \;\cong\; (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,}\, V^{4}{}_{a}\, [V^{\beta}{}_{a} - (F^{\beta}{}_{k})_{o,}\, (x^{k})_a\, V^{4}{}_{a}]$$

4° <u>RELATION ENTRE LES DIVERS POTENTIELS ET CHAMPS . LIAISON AVEC LES TERMES SPATIOTEMPORELS</u> $g^*{}_{4j}$ <u>DU TENSEUR METRIQUE UNITAIRE</u> γ_{ij}

$$g^*{}_{4j} = 2A^*{}_{j} \quad ; \quad \text{Å}_j = 2A^*{}_{j} - A^*{}_{4}\delta^{4}{}_{j} = g^*{}_{4j} - (1/2)g^*{}_{44}\delta^{4}{}_{j} \quad ; \quad g^*{}_{4j} = \text{Å}_4\delta^{4}{}_{j} + \text{Å}_j$$

$$g^*{}_{4\alpha} = 2A^*{}_{\alpha} = \text{Å}_{\alpha} \quad ; \quad g^*{}_{44} = 2A^*{}_{4} = 2\, \text{Å}_4 \quad ; \quad g^*{}_{\alpha\beta} = 0$$

$$\widetilde{F}_{ij} = (\partial \text{Å}_j /\partial x^i - \partial \text{Å}_i /\partial x^j\,)\, V^4 \qquad ; \qquad F^*{}_{ij} = (1/2)(\, \partial g^*{}_{j\,k} /\partial x^i - \partial g^*{}_{i\,k} /\partial x^j\,)\, V^k$$

$$\widetilde{F}_{\alpha\beta} = (\partial \text{Å}_{\beta} /\partial x^{\alpha} - \partial \text{Å}_{\alpha} /\partial x^{\beta}\,)\, V^4 = (\partial g^*{}_{4\beta} /\partial x^{\alpha} - \partial g^*{}_{4\alpha} /\partial x^{\beta}\,)\, V^4$$

$$F^*{}_{\alpha\beta} = (1/2)(\, \partial g^*{}_{4\beta} /\partial x^{\alpha} - \partial g^*{}_{4\alpha} /\partial x^{\beta}\,)\, V^4 = (1/2)(\, \partial \text{Å}_{\beta} /\partial x^{\alpha} - \partial \text{Å}_{\alpha} /\partial x^{\beta}\,)\, V^4$$

$$F^*{}_{\alpha\beta} = (\partial A^*{}_{\beta} /\partial x^{\alpha} - \partial A^*{}_{\alpha} /\partial x^{\beta}\,)\, V^4 = (1/2)\, \widetilde{F}_{\alpha\beta}$$

$$\widetilde{F}_{\alpha\, 4} = (\partial \text{Å}_4 /\partial x^{\alpha} - \partial \text{Å}_{\alpha} /\partial x4\,)\, V^4 = [(1/2)\, \partial g^*{}_{44} /\partial x^{\alpha} - \partial g^*{}_{4\alpha} /\partial x^4\,)\, V^4$$

$$F^*{}_{\alpha\, 4} = [(\partial g^*{}_{44}/\partial x^{\alpha} - \partial g^*{}_{4\alpha}/\partial x^4)\, V^4 + V^{\beta}\partial g^*{}_{4\beta}/\partial x^{\alpha}]/2 = [(2\partial \text{Å}_4/\partial x^{\alpha} - \partial \text{Å}_{\alpha}/\partial x^4) V^4 + V^{\beta}\partial \text{Å}_{\beta}/\partial x^{\alpha})]/2$$

$F^*{}_{\alpha\, 4}$ est sensiblement différent de $\widetilde{F}_{\alpha\, 4}$:

$F^*_{\alpha 4} = (1/2)(\tilde{F}_{\alpha 4} + V^i\, \partial\mathring{A}_i/\partial x^\alpha)$; $F^*_{\alpha 4} = \tilde{F}_{\alpha 4} + (V^4\partial\mathring{A}_\alpha/\partial x^4 + V^\beta\partial\mathring{A}_\beta/\partial x^\alpha)/2$

Avec $\mathring{A}_i \cong - [(1+ c_F)/2](F_{i\beta})_{o,}\, x^\beta{}_a - [(1- c_F)/2](F_{i4})_{o,}(x^4)_a + c_F\,(F_{i\alpha})_{o,}(F^\alpha{}_j)_{o,}(x^j)_a(x^4)_a$
où $(x^4)_a = x^4{}_a - x^4{}_{o,}$; $(x^\beta)_a = x^\beta{}_a - x^\beta{}_{o,} = x^\beta{}_a$ et $F_{ij} = (\partial A_j/\partial x^i - \partial A_i/\partial x^j)$ on obtient :

$\tilde{F}_{\alpha\beta} = (1+ c_F)(F_{\alpha\beta})_{o,}\, V^4{}_a$; $F_{\alpha\beta} \cong (F_{\alpha\beta})_{o,}$ $\Rightarrow$ $\tilde{F}_{\alpha\beta} = (1+ c_F)F_{\alpha\beta}\, V^4{}_a = (1+ c_F)\mathit{F}_{\alpha\beta}$

$\tilde{F}_{\alpha 4} = \{(F_{\alpha 4})_{o,} + [(1+ c_F)/2][\partial (F_{\alpha\beta})_{o,}/\partial x^4{}_a]\, x^\beta{}_a + c_F\,(F_{\alpha\beta})_{o,}(F^\beta{}_k)_{o,}\,(x^k)_a\}\, V^4{}_a$
$F_{\alpha 4} \cong (F_{\alpha 4})_{o,} + (1/2)[\partial (F_{\alpha\beta})_{o,}/\partial x^4{}_a]\, x^\beta{}_a$; $F_{\alpha 4}\, V^4{}_a = \mathit{F}_{\alpha 4}$ $\Rightarrow$

$\tilde{F}_{\alpha 4} = \mathit{F}_{\alpha 4} + \{(c_F/2)[\partial (F_{\alpha\beta})_{o,}/\partial x^4{}_a]\, x^\beta{}_a + c_F\,(F_{\alpha\beta})_{o,}(F^\beta{}_k)_{o,}\,(x^k)_a\}\, V^4{}_a$

$F^*_{\alpha\beta} = (1/2)\,\tilde{F}_{\alpha\beta} = [(1+ c_F)/2]\,(F_{\alpha\beta})_{o,}\, V^4{}_a = [(1+ c_F)/2]\, F_{\alpha\beta}\, V^4{}_a = [(1+ c_F)/2]\mathit{F}_{\alpha\beta}$

$F^*_{\alpha 4} = (1/2)\,\tilde{F}_{\alpha 4} + \{[(1+ c_F)/4]\,(F_{\alpha i})_{o,} + (c_F/2)(F_{\alpha\beta})_{o,}(F^\beta{}_i)_{o,}\, x^4\}\, V^i{}_a$
$F^*_{\alpha 4} = [(1+ c_F)/2]\mathit{F}_{\alpha 4} + [(1- c_F)/4]\,(F_{\alpha 4})_{o,}\, V^4{}_a + (c_F/2)(F_{\alpha\beta})_{o,}(F^\beta{}_i)_{o,}(x^4)_a\, V^i{}_a$
$+(F_{\alpha\beta})_{o,}\,\{[(1+ c_F)/4]\, V^\beta{}_a - (c_F/2)(F_{\beta k})_{o,}\,(x^k)_a\, V^4{}_a\}$

- cas incohérent $c_F = 0$: $\tilde{F}_{\alpha\beta} = F_{\alpha\beta}\, V^4{}_a = \mathit{F}_{\alpha\beta}$; $\tilde{F}_{\alpha 4} = F_{\alpha 4}\, V^4{}_a = \mathit{F}_{\alpha 4}$

$F^*_{\alpha\beta} = (1/2)\,\tilde{F}_{\alpha\beta} = F_{\alpha\beta}\, V^4{}_a/2 = \mathit{F}_{\alpha\beta}/2$; $F^*_{\alpha 4} = (1/2)\mathit{F}_{\alpha 4} + (1/4)(F_{\alpha i})_{o,}\, V^i{}_a$

c'est donc $\tilde{F}_{ij}$ qui représente dans ce cas le champ électromagnétique usuel extérieur F_{ij}

- cas cohérent $c_F = 1$: $F^*_{\alpha\beta} = F_{\alpha\beta}\, V^4{}_a = \mathit{F}_{\alpha\beta}$

$F^*_{\alpha 4} = \mathit{F}_{\alpha 4} + (1/2)(F_{\alpha\beta})_{o,}(F^\beta{}_i)_{o,}(x^4)_a\, V^i{}_a + (1/2)\,(F_{\alpha\beta})_{o,}\,[V^\beta{}_a - (F^\beta{}_k)_{o,}\,(x^k)_a\, V^4{}_a]$

$\tilde{F}_{\alpha\beta} = 2F^*_{\alpha\beta} = 2F_{\alpha\beta}\, V^4{}_a = 2\mathit{F}_{\alpha\beta}$; $\tilde{F}_{\alpha 4} = \mathit{F}_{\alpha 4} + (1/2)[\partial (F_{\alpha\beta})_{o,}/\partial x^4{}_a]x^\beta{}_a\, V^4{}_a + \mathit{F}_{\alpha\beta}\,(F^\beta{}_k)_{o,}(x^k)_a$

c'est donc plutot F^*_{ij} qui représente dans ce cas le champ électromagnétique usuel extérieur F_{ij}

5° CAS DU CHAMP D'INDUCTION MAGNETIQUE STATIQUE ET UNIFORME

La force spatiale unitaire comporte trois termes qui s'ajoutent à la force magnétique classique :

1er) $c_F (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} V^4{}_a [V^{\beta}{}_a - (F^{\beta}{}_k)_{o,} (x^k)_a V^4{}_a]$ qui est une force de cohérence dûe à la cohésion de la matière chargée ;

2e) $[(1+ c_F)/2](F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} x^{\beta}{}_a dV^4{}_a/ds$;

3e) $[(1+ c_F)/2][\partial (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,}/ \partial x^4{}_a] x^{\beta}{}_a V^4{}_a V^4{}_a$ qui est une force électrique liée aux équations de Maxwell du 1er groupe ;

Le 1er terme se simplifie car $(F^{\beta}{}_4)_{o,} (x^4)_a V^4{}_a = 0$ pour deux raisons. Dans le référentiel propre au centre d'inertie (relativiste et unitaire) le potentiel électrique satisfait la jauge de Coulomb et le champ électrique apparent est nul ; donc $(F^{\beta}{}_4)_{o,} = 0$. De plus le centre d'inertie (relativiste et unitaire) est généralement déterminé à l'aide de coordonnées spatiales prises à la même coordonnée temporelle que celle du centre d'inertie (son temps propre) . Les coordonnées temporelles réduites sont donc nulles ; donc $(x^4)_a= 0$.

Le 2e terme disparaît si les autorotations spatiotemporelles sont nulles (pas de spin spatiotemporel) ; alors $dV^4{}_a/ds = 0$.

Le 3e terme s'annulle si le champ d'induction magnétique est statique et uniforme sur la trajectoire du centre d'inertie ; alors le champ d'induction apparent à l'origine spatiale du repère propre ne dépend pas de la coordonnée temporelle ; donc $\partial (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,}/ \partial x^4{}_a = 0$.

- en conclusion :

Si la particule élémentaire de coefficient de cohérence partielle c_F est placée dans un champ d'induction magnétique statique et uniforme et si elle n'effectue pas d'autorotation (ou oscillation) dans les plans espaces-temps (x^{α}, x^4), il apparaît une force de cohérence $c_F (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} V^4{}_a [V^{\beta}{}_a - (F^{\beta}{}_{\sigma})_{o,} (x^{\sigma})_a V^4{}_a]$ qui est dûe à la cohésion de la matière chargée ;

- Mouvement local dans l'approximation $g_{\alpha\beta} \cong \delta_{\alpha\beta}$ avec $A^*{}_4 = 0$

$$dV^{\alpha}{}_a/ ds_a \cong (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} V^4{}_a V^{\beta}{}_a + c_F (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} V^4{}_a [V^{\beta}{}_a - (F^{\beta}{}_{\sigma})_{o,} (x^{\sigma})_a V^4{}_a] \quad \text{ou}$$

$$d[V^{\alpha}{}_a - (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} (x^{\beta})_a V^4{}_a]/ ds_a \cong c_F (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} V^4{}_a [V^{\beta}{}_a - (F^{\beta}{}_{\sigma})_{o,} (x^{\sigma})_a V^4{}_a]$$

Il existe un mouvement particulier de chaque élément de particule donné par $[V^{\alpha}{}_a - (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} (x^{\beta})_a V^4{}_a] = 0$, qui correspond à un mouvement d'autorotation spatiale sans précession de l'ensemble de la particule tel que $\Omega^{\alpha}{}_{\beta} = (F^{\alpha}{}_{\beta})_{o,} V^4{}_a$ c'est à dire à la vitesse angulaire $\mathbf{\Omega}^{\alpha}{}_{\beta} = (q/m) \mathbf{B}^{\alpha}{}_{\beta}$ autour du champ d'induction magnétique extérieur $\mathbf{B}^{\alpha}{}_{\beta}$ apparent au centre d'inertie (origine spatiale du repère propre). Ce mouvement annulle la force de cohérence. C'est le seul mouvement possible lorsque la matière est incohérente. Lorsque la particule est rigide le mouvement comporte une précession du moment magnétique autour du champ **B**.

6° CONCLUSION

Dans l'expression de la force spatiale unitaire, $\widetilde{F}_{\alpha j} V^j_a = \widetilde{F}_{\alpha 4} V^4_a + \widetilde{F}_{\alpha \beta} V^\beta_a$

pour une particule élémentaire placée dans un champ d'induction statique et uniforme

$$\widetilde{F}_{\alpha j} V^j_a = F_{\alpha 4} V^4_a + F_{\alpha\beta} V^\beta_a + c_F F_{\alpha\beta} [V^\beta_a - (F^\beta_k)_{o,}(x^k)_a V^4_a]$$

nous avons mis en évidence une interaction supplémentaire qui est la force de cohérence (ou de cohésion ou de rigidité) cherchée.

Elle est donnée par $c_F F_{\alpha\beta} [V^\beta_a - (F^\beta_k)_{o,}(x^k)_a V^4_a] = c_F (F_{\alpha\beta})_{o,} V^4_a[dx^\beta/ds_a - (F^\beta_k)_{o,} (x^k)_a V^4_a]$ et pré-sente bien la propriété de s'annuler pour le mouvement particulier de rotation $\Omega_{\beta\alpha} = F_{\beta\alpha}$ sans préces-sion autour de $F_{\beta\alpha}$ uniforme et constant, effectué par la particule et caractérisé par $dx^\beta/ds_a - F^\beta_\alpha x_a^\alpha = 0$

Dans ce mouvement particulier neutre (usuel pour la matière incohérente et exeptionnel pour la matière cohérente), la force de cohérence s'annulle indépendamment du degré de cohérence partielle de la matière constituant la particule élémentaire et de la valeur du coefficient de cohésion c_F la caractérisant.

Le coefficient c_F intervient par contre dans la valeur du facteur de Landé et du rapport gyromagnétique de la particule. Si la matière est totalement incohérente ($c_F = 0$) le facteur magnétomécanique est $q/2m$.

Si la matière est totalement cohérente($c_F = 1$) le facteur magnétomécanique est q/m .

Il reste à calculer pour les cas de cohérence partielle $0 < c_F < 1$ le facteur magnétomécanique .

7° BIBLIOGRAPHIE

1 CASANOVA G. -1976- L'algèbre vectorielle "Que sais-je", P.U.F., Paris

2 COSTA DE BEAUREGARD O.-1949- La théorie de la relativité restreinte Masson, Paris.

3 DELACHET A. -1974 - Le calcul tensoriel "Que sais-je", P.U.F., Paris .

4 DURAND E. -1976 - Mécanique Quantique, t.1-3, Masson, Paris.

5 FORSYTH A.R. -1960- Calculus of Variations, Dover, New York.

6 LANDAU L, LIFCHITZ E.-1972- Mécanique , Théorie du champ t.1-2, Mir, Moscou

7 LANDAU L, LIFCHITZ E.-1972- Mécanique quantique, t.3-4,Mir,Moscou

8 LICHNEROWICZ A. -1950- Eléments de calcul tensoriel A.Colin, Paris.

9 ROBERTSON H.P. and NOONAN T.W. -1968- Relativity and Cosmology Saunders , Philadelphia .

10 WINOGRADZKI J. -1979- Calcul tensoriel dans un continuum amorphe Masson , Paris

11 FORSTER A.-1990- Transformation du champ en relativité générale. Théorie unitaire locale dans V_4 et double magnétisme. Proceedings of the IIth International Conference "Physical Interpretations of Relativity Theorie", London, September 1990, Volume 3, pages 346 à 350

12 FORSTER A.-1992- General Relativistic Electrodynamics. V_4 Space-Time Structure in Coherent Matter Model of Elementary Charged Particles. General Relativistic Interpretation of Double Magnetism . Proceedings of the International Conference "Physical Interpretations of Relativity Theorie III", London, September 1992, Volume 1, pages 139 à 148

13 FORSTER A.-1994- Rotation de Lorentz-Thomas de la Relativité Restreinte (SR) et Générale (GR) Proceedings of the International Conference "Physical Interpretations of Relativity Theorie IV", London, September 1994, Volume 1, pages 118 à 125

14 FORSTER A.-1996- Théorie unitaire d'Electrodynamique en Relativité Générale des particules char-gées élémentaires (trois leptons et six quarks). Proceedings of the International Conference "Physical Interpretations of Relativity Theorie V", London, September 1996, Volume 1, pages 120 à 127