COSMOLOGIE. — *Univers jumeaux, énantiomorphes, à temps propres opposés.* Note (*) de **Jean-Pierre Petit**, présentée par M. André Lichnerowicz.

Dans une Note précédente (1) un modèle newtonien unifié avait été présenté, qui conduisait à une équation semblable à celle de Heckman et Sücking (2). Le présent travail fournit la même équation, dans un contexte géométrique différent et semble offrir une description plus fidèle d'un système matière antimatière.

In a previous Note a unified newtonian model was presented, leading to an equation similar to Heckman and Sücking's. The present work is imbedded in a different geometric framework, and gives the same equation too. But it offers a better description of a matter antimatter system.

1. INTRODUCTION. — Dans une Note précédente (1) un modèle à deux populations, de mêmes masses et de charges opposées, évoluant dans un même euclidien, avait été étudié. L'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local avait conduit à une solution unifiées où $R(t)$, grandeur caractéristique de cet univers, obéissait à une équation semblable à celle de Heckman et Sücking, à la valeur de la constante près (2). Nous allons introduire ici un contexte géométrique différent en introduisant N populations, chacune évoluant dans un espace euclidien $(\vec{r}_i, \vec{w}_i, t_i, \times_i)$, où $\times_i$ désigne le produit vectoriel.

L'évolution du système se déduira d'une étude de N équations de Vlasov couplées par les champs (le mode de couplage sera défini plus loin). Nous ferons encore ici l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local. Ainsi les fonctions de distribution de la vitesse seront elles choisies maxwelliennes.

L'hypothèse maxwellienne à elle seule conduit à un certain nombre de propriétés se référant aux paramètres macroscopiques. Ainsi les températures sont-elles nécessairement uniformes. Quant à la vitesse macroscopique, elle est, pour chaque population, la superposition d'un champ de vitesse radiale correspondant à la loi de Hubble et d'une rotation instationnaire en corps solide.

On s'oriente délibérément vers des solutions particulières où les densités n_i de dépendent que des temps. Dans ces conditions les équations à l'ordre zéro se réduisent à : $n_i \sim T_i^{3/2}$.

Ces propriétés découlent des N premiers lots de 17 équations aux dérivées partielles issus des N équations de Vlasov.

2. ESPACES JUMEAUX, L'HYPOTHÈSE DE L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE ET SES CONSÉQUENCES. — A ce stade il n'a aucun couplage entre les solutions f_i. Nous allons supposer que les espaces E_i s'identifient soit à un espace E_1, soit à un espace E_2, qui jouissent des propriétés suivantes :

$$\vec{r}_1 \equiv \vec{r}_2; \qquad \vec{w}_1 \equiv \vec{w}_2; \qquad t_1 \equiv -t_2; \qquad \times_1 \equiv -\times_2. \tag{1}$$

On voit que ces espaces E_1 et E_2 sont énantiomorphes et possèdent des temps propres opposés. Le deuxième volet de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique s'écrit :

$$T_i(t_i) = T_j(t_j), \qquad \forall\, i \text{ et } j. \tag{2}$$

Ceci a des conséquences quant aux champs de vitesse macroscopiques. Pour fixer les idées, considérons un modèle à deux populations f_1 dans l'espace E_1, et f_2 dans l'espace E_2. On suppose qu'un observateur situé dans l'un de ces espaces peut percevoir à la fois les éléments de son espace, mais aussi ceux de l'espace jumeau. Soit $\langle \vec{w}_1 \rangle_1$ la vitesse macroscopique des éléments 1, telle qu'elle est perçue par un observateur lié à E_1, et $\langle \vec{w}_1 \rangle_2$ cette même vitesse, perçue cette fois par un observateur lié à E_2. Comme les temps propres sont opposés

$$(3) \qquad \langle \vec{w}_1 \rangle_1 = - \langle \vec{w}_2 \rangle_2$$

et, plus généralement

$$(4) \qquad \langle \vec{w}_i \rangle_j = \frac{t_i}{t_j} \langle \vec{w}_i \rangle_i.$$

Sous cet éclairage E_1 et E_2 sont des points de vue spatiotemporels. L'équilibre thermodynamique nous dit que $T_1(t_1) = T_2(t_2)$. Ceci entraîne, et il est facile de le voir, que les composantes radiales de $\langle \vec{w}_1 \rangle_1$ et de $\langle \vec{w}_2 \rangle_2$ sont opposées. Ainsi, à la question : « l'univers est-il en expansion? » il convient de répondre : « cela dépend du point de vue spatiotemporel adopté ». De même, en changeant de point de vue spatiotemporel il y a inversion des sens de rotation des populations. Ce qui rend ce modèle inorientable dans le temps et dans l'espace.

3. Définition du couplage. — A ce stade nous avons deux espaces énantiomorphes et à temps propres opposés, qui contiennent des populations f_i dont on a supposé qu'elles formaient un ensemble en équilibre thermodynamique. Chaque population f_i évolue dans un champ gravitationnel $\vec{g}^{(i)}$, électrique $\vec{E}^{(i)}$, magnétique $\vec{B}^{(i)}$. Nous allons simplement supposer que ces champs sont les résultantes des champs dus à chaque population :

$$(5) \qquad \vec{g}^{(i)} = \vec{g} = \sum_j \vec{g}_j,$$

$$(6) \qquad \vec{E}^{(i)} = \vec{E} = \sum_j \vec{E}_j,$$

$$(7) \qquad \vec{B}^{(i)} = \vec{B} = \sum_j \vec{B}_j.$$

4. Solution newtonienne unitaire. — Pour que la solution soit unitaire il faut que les champs obéissent aux équations de Poisson et de Maxwell, et que les équations restantes, issues des N équations de Vlasov, dégénèrent. Ces équations s'écrivent :

$$(8) \qquad -\overrightarrow{\frac{\partial \psi}{\partial r}} + \frac{q_i}{m_i}\left(-\overrightarrow{\frac{\partial V}{\partial r}} + \vec{E}' + \langle \vec{w}_i \rangle_i \times_i \vec{B}\right) - \overrightarrow{\frac{D_i \langle w_i \rangle_i}{D t_i}} = 0.$$

Nous reprendrons l'idée développée dans la Note précédente :

$$(9) \qquad \vec{B} = B\vec{k}; \qquad \vec{E}' = -\frac{\dot{B}}{2}(\vec{k} \times \vec{r}).$$

On remarquera que les équations de Maxwell sont invariantes par la transformation : t en $-t$, $\times$ en $-\times$ (inversion du produit vectoriel). On constate encore qu'il y a dégénérescence et existence d'une solution si :

(10)
$$\frac{\dot{\omega}_i}{\omega_i} = \frac{\dot{T}_i}{T_i},$$

(11)
$$\frac{\dot{B}}{B} = -\frac{2\dot{R}}{R},$$

(12)
$$\omega_i^2 + \frac{q_i \omega_i B}{m_i} = \omega_j^2 + \frac{q_j \omega_j B_j}{m_j}, \qquad \forall\, i \text{ et } j;$$

(10) exprime que les vitesses angulaires varient comme les températures. Si R est une grandeur caractéristique commune à tous les systèmes, la relation (11) exprime que le champ magnétique est intimement lié au plasma (nombre de Reynolds magnétique infini).

5. Matière et antimatière. — Prenons un système à 2 populations. Supposons d'abord $\omega_1 = -\omega_2$. Dans ces conditions, pour que la densité de courant soit non nulle il faut que $q_1\, q_2 < 0$, donc que $m_1\, m_2 > 0$. Supposons que la particule 1 représente le proton. Masse m_1 et charge q_1 sont donc positifs. La particule 2 a une masse positive et une charge négative. Si on examine les sens de giration des particules 1 et 2 dans un champ magnétique, ils apparaissent inverses pour un observateur lié à l'un des deux espaces. Imaginons maintenant deux particules 1 et 2 en présence. La particule 1 poursuit la particule 2, laquelle s'échappe de plus en plus vite. Ceci vu de l'espace E_1, bien entendu. Observation inverse à partir du point de vue E_2.

Observées à partir de l'espace E_1 ou de l'espace E_2, les deux populations ont des rotations *a contrario*, ce qui donne un moment cinétique global nul.

Examinons maintenant la représentation $\omega_1 = \omega_2$.

Vues de E_1 ou de E_2 les deux populations tournent dans le même sens. Donc pour que le vecteur densité de courant ne soit pas nul on doit avoir : $q_1\, q_2 > 0$, et $m_1\, m_2 > 0$. La particule 1 étant censée représenter le proton, on constate que 1 et 2 présentent le même sens de giration dans un champ magnétique. Cette deuxième représentation sera rejetée, car elle ne cadre pas avec les données d'observation sur l'antimatière.

En revenant donc à la représentation un, l'équation d'évolution obtenue est :

(13)
$$\boxed{\mathcal{R}^2 \ddot{\mathcal{R}} + \frac{1}{3} - \frac{2}{3\mathcal{R}}(\beta_R^2 + \beta_R\, \beta_M) = 0.}$$

Elle est identique à celle de la Note [1].

6. Conclusion. — Ce modèle est une tentative de description newtonienne du couple matière-antimatière à travers une représentation géométrique. Matière et antimatière appartiennent ainsi à deux espaces différents, énantiomorphes et à temps propres opposés. On a supposés ces deux entités couplées par l'intermédiaire des champs. Le modèle offre une symétrie séduisante, l'adoption de l'un ou l'autre de ces points de vues spatiotemporels sur le réel étant tout à fait arbitraire. Il est possible de considérer une solution newtonienne comme une solution à la fois tangente (problème situé dans les euclidiens tangents) et

asymptotique (vitesse des éléments faibles devant la vitesse de la lumière), à une solution de la relativité générale. Cette solution ayant un caractère unifié, il serait intéressant d'essayer d'étendre ce travail à l'aide de deux variétés énantiomorphes, à temps propres opposés et ayant même rayon de courbure.

(*) Séance du 28 mars 1977.

(1) J.-P. PETIT et G. MONNET, *Comptes rendus*, 283, série A, 1976, p. 1057.
(2) O. HECKMAN et E. SÜCKING, *Worlds Models. SEU*, 1958, p. 148-159.

10, *rue Félibre-Gaut*,
13100 *Aix-en-Provence*.