ANNALES DE L'I. H. P.

D.W. SCIAMA

Les trois lois de la cosmologie

Annales de l'I. H. P., tome 17, nº 1 (1961), p. 13-24
<http://www.numdam.org/item?id=AIHP_1961__17_1_13_0>

Les trois lois de la cosmologie

par

D. W. SCIAMA (1).

Introduction. — La plupart des physiciens considèrent la cosmologie comme un sujet spéculatif qui ne peut être étudié utilement tant qu'il n'y aura pas plus de résultats expérimentaux utilisables. Ils soutiennent surtout ce point de vue parce qu'ils considèrent que le sujet n'est pas en rapport avec leur propre travail. Mon but dans cet article est de suggérer que cette attitude est erronée, que l'Univers en entier peut avoir une influence dominante sur beaucoup de phénomènes locaux importants. S'il en est ainsi, on ne devrait pas simplement attendre des développements nouveaux en astronomie, puisque les phénomènes locaux contiendront eux-mêmes une information sur la structure à grande échelle de l'Univers. Nous avons donc en main un instrument à double emploi : les phénomènes locaux peuvent être utilisés pour obtenir des informations sur l'Univers, et l'Univers peut être utilisé pour expliquer quelques-uns des caractères fondamentaux des phénomènes locaux.

Les influences connues (ou présumées) de l'Univers sont de trois types principaux, qu'il est commode d'exprimer au moyen de trois lois :

Première loi. — L'Univers en entier exerce des forces appréciables sur la matière locale.

Seconde loi. — Les processus locaux irréversibles sont liés à l'expansion irréversible de l'Univers.

---

(1) Conférence faite à l'Institut Henri Poincaré le 4 mai 1959. Texte anglais traduit par Mme L. Bouche.

Troisième loi. — Le contenu actuel de l'Univers a autant de signification que les lois auxquelles il obéit.

Dans cet article je vais expliquer ces lois et tenter de les justifier.

Première loi. — Cette loi affirme que l'Univers dans son ensemble exerce des forces appréciables sur la matière locale. Elle vient de l'existence de forces à longue distance entre les particules. Comme il est bien connu en physique du cristal (potentiel de Madelung), les forces de ce type impliquent que ce sont en général les particules éloignées qui jouent le plus grand rôle, leur grand nombre faisant mieux que compenser leur grande distance. Cet état de chose est illustré par la table suivante :

Loi de force. $n =$	Pourcentage de contribution des particules voisines les plus proches.	Contribution additionnelle des particules situées plus près que la distance moyenne multipliée par 10^6.
4	50	10^{25}
3	10	10^{18}
2	10^{-2}	10^{9}
1	10^{-10}	10^{-6}

La première colonne contient l'exposant inverse dans la loi de force. La seconde contient le pourcentage de contribution des particules voisines les plus proches à la force totale exercée par une distribution uniforme de particules. La dernière colonne montre la force supplémentaire exercée par une particule plus proche que 10^6 fois la distance moyenne.

Cette table nous permet de lire de quel côté se trouvent les particules dominantes pour les différentes lois de force. La séparation entre particules proches et particules éloignées se présente entre $n = 3$ et $n = 2$. Pour $n = 1$, même une particule exceptionnellement proche est insignifiante.

Les cas $n = 2$ et $n = 1$ sont d'un intérêt spécial puisqu'ils sont réalisés dans la nature. Un exemple de $n = 2$ est fourni par la lumière du ciel, la nuit, qui est due à la lumière des étoiles dont l'intensité obéit à la loi de l'inverse du carré. A part les étoiles de la Voie Lactée, la plus grande partie de cette lumière est fournie par des galaxies extrêmement éloignées. Leur contribution totale serait très grande (paradoxe d'Olbers) en ne tenant pas compte de la récession de ces galaxies et de l'effet Doppler qui en résulte dans leur radiation.

En principe, nous pouvons déduire le taux de récession des galaxies de l'observation de la quantité de lumière fournie par le ciel nocturne. Car si nous supposons que l'expansion est uniforme, la vitesse de récession est liée à la distance par

$$v = \frac{r}{\tau},$$

où τ est la constante de Hubble. Cette constante entre explicitement dans l'expression de la lumière totale du ciel nocturne, et si la contribution de la Voie Lactée en est soustraite, nous obtenons une mesure de τ (pas trop digne de confiance). Le calcul montre que la valeur résultante de τ se rapporte principalement aux galaxies situées au-delà de celles observées avec le télescope de 5 m, ainsi nous pouvons être tout à fait sûrs que l'Univers est encore en expansion à des distances supérieures à celles déjà explorées.

L'allusion à l'influence perturbatrice de la Voie Lactée nous rappelle la présence de sources de radiation extrêmement proches. La table montre que dans le cas présent de $n = 2$, de telles sources sont d'importance cruciale. Un exemple familier de ceci est que le Soleil a une contribution beaucoup plus grande que toutes les sources ensemble. C'est pourquoi il fait clair pendant le jour!

Nous considérons maintenant le cas $n = 1$, qui est même bien plus cosmologique que $n = 2$. Il est illustré par le phénomène d'induction d'inertie. Ce phénomène se traduit par l'augmentation de l'inertie d'un corps par la présence d'un autre corps. C'est une conséquence de la théorie de la Relativité générale (Einstein, *The Meaning of Relativity*, p. 97) et aussi de la théorie simplifiée de l'inertie (Sciama, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, t. 113, 1953, p. 34). Ces deux théories entraînent que l'augmentation de l'inertie varie en raison inverse de la distance du second corps, un résultat auquel on ne peut s'attendre que sur des bases dimensionnelles (comme le Professeur T. Gold me l'a d'abord fait remarquer).

Le phénomène d'induction d'inertie suggère comme généralisation que la *totalité* de l'inertie d'un corps est due à l'existence d'autres corps. C'est justement le principe de Mach. Notre table étaie fortement ce principe, car elle montre qu'avec $n = 1$, les corps proches apportent une contribution insignifiante à l'inertie. Notre incapacité à altérer l'inertie d'un corps en modifiant son voisinage, ne signifie pas nécessairement que l'inertie est intrinsèque. L'influence relative des objets locaux peut être caractérisée comme suit : Terre, 10^{-9}; Soleil, 10^{-8}; Voie Lactée, 10^{-7}.

Supposons alors que la totalité de la matière dans l'Univers contribue vraiment à l'inertie totale. Nous pouvons contrôler cette hypothèse en calculant l'influence totale de l'Univers par l'emploi de la loi de l'inverse de la première puissance. Ce n'est pas un procédé strictement correct en relativité générale, parce que c'est une théorie non linéaire. Physiquement, cette non-linéarité signifie que les champs gravitationnels de la matière éloignée sont eux-mêmes une source de gravitation qui contribuera à l'inertie. Cependant, nous pouvons espérer ne perdre qu'un facteur numérique de l'ordre de 1 en ignorant cet effet.

Le résultat final (Sciama, *loc. cit.*) est que la totalité de la matière suffit à rendre compte de l'inertie totale si sa densité moyenne ρ satisfait à la relation.

$$G\rho\tau^2 \sim 1,$$

où G est la constante gravitationnelle de Newton. Les valeurs observées de G et τ impliquent que

$$\rho \sim 10^{-28} \quad \text{g/cm}^3.$$

Nous verrons dans le prochain article que

$$10^{-25} > \rho > 10^{-31} \quad \text{g/cm}^3.$$

Si bien que notre exigence théorique n'est pas incompatible avec l'intervalle plutôt large des possibilités observationnelles.

Comme pour le paradoxe d'Olbers, la matière la plus importante se situe au-delà du champ du télescope de 5 m, ainsi nous mesurons encore une propriété de la matière extrêmement éloignée. C'est un exemple particulièrement clair de ce que nous appelons un instrument à double emploi, nous utilisons l'effet à longue distance de l'induction de l'inertie à la fois pour expliquer l'existence et la nature de l'inertie, et pour déterminer quelques-unes des importantes propriétés à grande échelle de l'Univers ([2]).

Deuxième loi. — La seconde loi de cosmologie soutient que des processus locaux irréversibles sont liés à l'expansion irréversible de

([2]) Un exposé plus détaillé de cette question, et aussi de la troisième loi est donné dans mon livre : *The Unity of the Universe*, Faber and Faber, and Doubleday, 1959.

l'Univers. Je me restreindrai à un seul exemple de processus local irréversible, c'est-à-dire, le transfert par radiation, de la chaleur, d'une région chaude à une région froide. Si nous nous restreignons à des processus non quantiques, toute la radiation est alors une conséquence du fait fondamental que les charges rayonnent quand elles sont accélérées. Des exemples familiers de ce phénomène sont le rayonnement du synchrotron et le Brehmsstrahlung.

L'existence de ce phénomène constitue un problème sérieux pour l'électrodynamique, car les équations de Maxwell sont symétriques par rapport au temps, tandis que le rayonnement d'une charge accélérée est un processus irréversible. Normalement, ce problème est résolu en considérant seulement la partie retardée du potentiel de Lienard-Wiechert, et en ignorant en même temps la partie avancée. Si l'on veut aussi conserver l'énergie, l'équation de mouvement d'une charge doit contenir un terme additionnel pour rendre compte de la perte d'énergie par radiation. Dans la limite non relativiste l'équation de mouvement doit être

$$e\left(\mathrm{E} + \frac{1}{c} v \wedge \mathrm{H}\right) + \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2 = m\alpha,$$

où le second terme du côté gauche est la force de damping de la radiation. Le travail effectué par la charge contre cette force correspond à l'énergie perdue en champ de radiation.

Ce procédé a déplu à de nombreux physiciens, en partie parce que l'origine physique de la force de damping de radiation est obscure et en partie parce que le rejet du potentiel avancé, bien qu'exigé par l'expérience, est complètement arbitraire du point de vue théorique. Lorentz attribuait la force de damping à l'action des différentes parties d'une charge l'une sur l'autre, mais pour obtenir une force irréversible, il devait se restreindre à la self-interaction *retardée* de la charge; l'asymétrie du temps ne reçoit encore aucune explication.

Un important pas en avant a été accompli par Dirac (*Proc. Roy Soc.*, A, t. **167**, 1938, p. 148), qui a montré que la force de damping pouvait s'exprimer par

$$\frac{1}{2}(\mathrm{F}_{\mathrm{av}} - \mathrm{F}_{\mathrm{ret}}),$$

où F_{av} et $\mathrm{F}_{\mathrm{ret}}$ sont les champs avancés et retardés de la charge évalués au point de la charge elle-même. Ceci suggère que les champs avancés pourraient être utilisés explicitement dans la théorie, tandis que l'asymétrie du temps est toujours un mystère.

Partant de cette suggestion, Wheeler et Feynman (*Rev. Mod. Phys.*, t. 17, 1945, p. 157) ont pensé qu'on pourrait prendre comme champ produit par la charge

$$\frac{1}{2}(F_{av} + F_{ret});$$

en fait, la combinaison symétrique par rapport au temps des potentiels avancés et retardés. A première vue, une telle hypothèse paraît être en violente contradiction avec l'observation, mais un examen plus approfondi montre qu'il n'en est pas nécessairement ainsi.

La conséquence décisive de l'hypothèse des Wheeler-Feynman est que *la radiation n'est plus un processus concernant un seul corps.* L'existence d'un récepteur est essentielle dans l'apparition d'une émission de radiation. Nous pourrons voir facilement que l'électrodynamique n'est plus un problème à un seul corps de la façon suivante. Considérons une charge A telle que nous nous intéressions à son équation de mouvement, et une autre charge B éloignée de A d'une année-lumière. Supposons qu'un champ électrique local communique une accélération à A, au temps t années. Le champ retardé de A atteint alors B au temps $t + 1$ et lui communique une accélération. Le champ avancé résultant de B arrive en A au temps t. Donc la force en A au temps t contient une contribution de la charge B. Même si A est environné d'une distribution isotrope de charges B, si bien que l'effet de leurs champs de Coulomb est nul en A, l'équation du mouvement de A contiendra en général un terme provenant des charges B. Nous n'avons plus un problème à un corps.

Nous devons clairement additionner les effets de toutes les charges B dans l'Univers. Dans cette association, on doit se rappeler que la force perturbant une charge éloignée B sera moindre, en fait, que le champ retardé de A à cause de l'absorption par les charges situées entre A et B. Comme résultat, il y aura un effet de saturation. S'il y a un grand nombre de charges dans l'Univers, leur réaction sur A converge vers une réaction totale qui est indépendante du nombre de charges. Wheeler et Feynman ont montré que cette réaction totale est justement égale à la force de damping de la radiation. Naturellement, ces charges B peuvent exercer une force supplémentaire sur A, créée par leur propre radiation intrinsèque. Cette force sera incluse dans le terme eE. Le terme de damping additionnel est la partie de la force due aux charges B qui *est liée au mouvement de* A $\left[\text{puisqu'il est proportionnel à } \left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2\right]$.

Ce résultat remarquable suggère que l'origine physique de la force de damping est fournie par les charges éloignées dans l'Univers. Cependant, en obtenant ce résultat nous avons esquivé un point. Nous avons tenu compte seulement de la perturbation de B naissant de l'action du champ *retardé* de A, c'est-à-dire, nous n'avons considéré que les charges situées dans le cône de lumière futur de A. Il faut aussi tenir compte de l'action du champ avancé de A sur les charges situées sur son cône de lumière passée. La réaction de ces charges est justement la force de damping *mais négative*. On devait s'attendre à ce résultat, puisque notre théorie est encore complètement symétrique par rapport au temps. Donc si les deux cônes de lumière sont considérés en même temps, il n'y aura pas de force de damping en A.

Wheeler et Feynman ont essayé d'éviter ce désastre en supposant que les mouvements *intrinsèques* des charges dans le cône de lumière passée sont tellement en corrélation avec le mouvement de A, que la perturbation due au champ avancé de A est justement l'opposé de leur mouvement intrinsèque. Leur effet net sur A serait alors nul, si bien que la réaction des charges dans le cône de lumière future donnerait justement la force de damping demandée.

Cette résolution du problème paraît très artificielle et nous devons à Hogarth (*Ph. D. Thesis*, London, 1953) une solution plus satisfaisante. Le point de départ de cette solution est l'observation que le champ retardé de A décroît en raison inverse de la distance. Donc l'accélération résultante de B décroît aussi en raison inverse de sa distance à A. Puisque le champ avancé de B est proportionnel à son accélération et inversement proportionnel à sa distance, la réaction de B sur A est proportionnelle à l'inverse du carré de sa distance. Une référence à notre table montre alors que ce sont les charges éloignées qui apportent la plus importante contribution à la réaction totale (au même degré que dans le paradoxe de Olbers).

Ceci signifie que nous ne pouvons pas tout bonnement séparer le problème d'avec la cosmologie, comme Wheeler et Feynman ont tenté de le faire. De plus, la liaison avec la cosmologie résoud en fait le problème, car dans un univers en expansion, les deux cônes de lumière ont des propriétés différentes, et leurs réactions ne disparaîtront pas en général. De cette façon Hogarth attribue l'asymétrie par rapport au temps du damping de la radiation à l'asymétrie par rapport au temps des mouvements à grande échelle de l'Univers.

Ce n'est pas la fin de l'histoire, cependant, car le sens du temps dans lequel les charges accélérées rayonnent est lié au sens du temps dans lequel l'Univers est en expansion. Cette relation est différente pour les différents modèles de l'Univers, si bien que la relation observée nous permet de rejeter certains modèles.

Le principal contraste est entre les modèles avec et sans la création continuelle de matière (*voir* l'article suivant). A proprement parler, nous pouvons dire que dans les modèles avec création, le cône de lumière future contient plus de lignes d'univers que le cône de lumière ancien, et ainsi approche davantage de la limite de saturation. Sans création il y a les mêmes lignes d'univers dans les deux cônes de lumière, mais à cause de l'expansion, les charges du cône de lumière future sont plus éloignées. Dans ce cas c'est le cône de lumière passée qui approche davantage de la saturation.

Hogarth soutient que cette différence dans l'importance relative des cônes de lumière, conduit à des résultats différents pour les différents modèles. Il montre de façon vraiment concluante que si le taux de création des charges dépasse deux tiers du taux exigé pour le maintien d'un état statique, les charges rayonnent dans le sens du temps dans lequel l'Univers se dilate. D'autre part, si le taux de création est moindre, les charges rayonnent dans le sens du temps dans lequel l'Univers se contracte. Si l'on peut rendre ses raisonnements rigoureux et si l'on accepte le choix des potentiels de Wheeler et Feynman, la direction du temps de rayonnement observé entraînera que le taux réel de création dépasse les deux tiers du taux de l'état stationnaire.

Avant de terminer cette discussion de la seconde loi, j'aimerais mentionner ses rapports avec d'autres types de processus irréversibles, tels que la perte de chaleur par conduction. Le point essentiel est que l'expansion de l'Univers nous fournit une chute de radiation à l'infini, si bien que nous pouvons envisager des processus autres que les *fluctuations réversibles* qui conduisent à des gradients de température. Par exemple, nous verrons dans le développement de la troisième loi, que pour que les galaxies représentent des condensations gravitationnelles permanentes dans le gaz intergalactique général, il faut qu'elles puissent perdre de l'énergie, ce qu'elles font sous forme de rayonnement qui s'échappe essentiellement vers l'infini. Ces galaxies contiendront un gradient de température, car elles sont plus chaudes au centre qu'à l'extérieur. De même, les sous-condensations (étoiles, etc.) se formeront à l'intérieur de la galaxie, encore parce qu'elles peuvent rayonner de l'énergie. Finalement planètes, barres de métal, etc. se formeront.

Les raisonnements habituels de la mécanique statistique montrent maintenant que, une fois formés, ces gradients de température tendront à s'aplanir aussi longtemps que ces systèmes seront effectivement isolés, et en particulier ne rayonneront plus d'énergie vers l'infini. C'est ainsi que la familière asymétrie du temps dans la seconde loi de la thermodynamique provient de ce que les gradients de température se produisent en premier lieu dans des systèmes qui sont associés à un puits à basse température à l'infini, et ensuite s'uniformisant parce que les systèmes deviennent effectivement isolés. Naturellement, une fois que des gradients de température sont produits de cette façon, d'autres peuvent être produits par des interactions locales, par exemple, nous pouvons chauffer une extrémité d'une barre de métal avec un bec Bunsen. Le caractère essentiel est le gradient de température primaire, qui est formé dans le même sens du temps que celui dans lequel les charges accélérées rayonnent. Si nous acceptons la création continuelle de matière à un taux dépassant les deux tiers du taux de l'état stationnaire, nous pouvons alors affirmer, sur des bases théoriques, que la perte de chaleur par la conduction et par le rayonnement électromagnétique se fera dans le même sens du temps que celui dans lequel l'Univers se dilate, en accord avec l'observation. Si l'on applique une analyse similaire à la mémoire humaine, considérée comme un caractère particulier d'un système non équilibré, nous pouvons alors aussi comprendre pourquoi les hommes voient l'Univers se dilater plutôt que se contracter.

Troisième loi. — La troisième loi de cosmologie affirme que le contenu réel de l'Univers est aussi significatif que les lois auxquelles il obéit. Le point essentiel de cette loi est son contraste avec l'idée conventionnelle que tout phénomène réel n'est d'aucun intérêt particulier, excepté comme représentant d'une classe de phénomènes. La classe aura d'importantes propriétés, groupées en lois de la nature, tandis que les réalisations vraies de la classe ne sont pas plus significatives que toutes les autres réalisations « possibles » qui ne sont pas, comme il arrive, trouvées dans la nature.

Ce point de vue conventionnel est souvent illustré par l'exemple élémentaire des projectiles. Ce qui est important ici, c'est la classe des trajectoires, lesquelles sont toutes des paraboles. Toute trajectoire particulière, avec une direction et une vitesse initiales particulières, n'a en elle-même aucune signification. De cette façon, apparaît la distinction entre les aspects fondamentaux d'un phénomène et les aspects « accidentels » — d'un côté la parabole et de l'autre les conditions initiales d'angle et de vitesse. Mathématiquement, les aspects fondamentaux sont décrits par des équations différentielles, et les accidentels par des conditions de liaison.

Ce procédé n'est pas déraisonnable quand il existe dans la nature beaucoup d'exemples d'un phénomène, si bien que ses aspects fondamentaux et accidentels peuvent se distinguer plus ou moins par une étude. Mais s'il n'existe qu'un seul exemple, nous sommes en difficulté. Par exemple, si l'on ne connaissait qu'une trajectoire pour un projectile, nous ne pourrions pas dire que sa hauteur maximale n'est pas aussi fondamentale que sa forme parabolique. Maintenant, quand nous étudions les propriétés à grande échelle de l'Univers, c'est justement la difficulté à laquelle nous faisons face, car il n'y a qu'un Univers. Nous n'avons donc aucune base pour distinguer ces aspects fondamentaux et accidentels. On doit considérer toutes ces propriétés comme également fondamentales.

Par exemple, les galaxies ont des propriétés de moyenne très bien définies : une masse de 10^{44} g, une dimension de 10^{22} cm et une distance mutuelle de 10^{24} cm. Ces quantités sont donc une propriété de l'Univers tout aussi fondamentale que la nature parabolique des trajectoires des projectiles. Elles ne doivent donc pas dépendre d'un choix arbitraire de conditions initiales, mais devrait se déduire, sans ambiguïté de la théorie de base.

Un autre exemple est la proportion relative des éléments chimiques. Si nous nous restreignons à la Voie Lactée, pour simplifier, on pense alors que 93 % des atomes sont de l'hydrogène, 7 % de l'hélium et

0,01 % sous la forme d'éléments plus lourds. Ces quantités doivent aussi être considérées comme fondamentales.

Malheureusement, comme nous l'avons déjà remarqué, les lois de la nature sont exprimées habituellement sous forme d'équations différentielles. Nous ne nous attendons pas à ce que de telles lois déterminent complètement les propriétés du système auquel on les applique. En effet, elles ont été construites précisément pour avoir cette souplesse. Donc, si nous tentions d'en déduire la masse moyenne réelle d'une galaxie, ou l'abondance cosmique de l'hélium, nous nous attendrions à échouer. Pour obtenir un résultat précis, il nous faudrait faire un choix spécial de conditions de liaison, sans aucun fondement théorique, toutefois, pour un tel choix.

C'est justement la situation dans les modèles évolutifs de l'Univers, c'est-à-dire ceux qui ne sont pas dans un état stationnaire. C'est seulement quand on spécifie la température dans l'Univers en un temps particulier, et le nombre de Mach du mouvement turbulent du gaz prégalactique, qu'on peut calculer les propriétés des galaxies et les abondances cosmiques d'éléments. Si donc nous espérons retenir la troisième loi de cosmologie, nous devons trouver un moyen de nous soustraire à la nécessité de spécifier des conditions initiales.

Le seul moyen proposé jusqu'ici est d'adopter le modèle de l'état stationnaire de l'Univers. Car on peut montrer (Sciama, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, t. 115, 1955, p. 3) que la condition de l'état stationnaire tient lieu de condition initiale en choisissant une solution particulière, et qu'alors aucun nombre n'a besoin d'être arbitrairement spécifié. Le mécanisme physique sous-jacent à ce résultat est que les galaxies forment une population *en auto-expansion*. L'exigence de l'indépendance des propriétés de ces populations par rapport au temps suffit à déterminer ces propriétés à elle seule. Car de nouvelles galaxies sont continuellement en formation dans les région intergalactiques où la densité de matière s'accroît par l'action gravitationnelle des galaxies pré-existentes. Pour que ces nouvelles galaxies puissent se former, deux conditions doivent être satisfaites :

(i) Un critérium du type de Jeans pour assurer que la gravitation propre est assez forte pour maîtriser toute influence dispersive;

(ii) Une énergie suffisante doit être perdue en rayonnement si bien que le système condensé soit lié, et ne puisse pas se redilater à ses dimensions originelles.

Un calcul d'ordre de grandeur montre qu'une population de galaxies d'un état stationnaire satisfera à ces deux conditions que si les paramètres caractérisant la population ont des valeurs particulières. Les valeurs calculées de ces paramètres sont du même ordre que les valeurs observées mentionnées plus haut, mais on ne devrait pas trop insister sur cet accord car les calculs et les observations sont tous deux très imprécis. Le point important est qu'on a trouvé un modèle dans lequel les propriétés des galaxies n'ont plus la forme d'aspects accidentels de l'Univers.

On peut imaginer un programme similaire pour les abondances d'éléments. Dans un univers à l'état stationnaire, ils ne peuvent se former qu'à partir de l'hydrogène dans les régions chaudes qui sont observables *maintenant*, c'est-à-dire, dans les divers types d'étoiles; il n'est pas question d'une première phase chaude de l'Univers entier lui-même. Hoyle et ses collègues (Burbidge, Burbidge, Fowler et Hoyle, *Rev. Mod. Phys.*, t. 29, 1957, p. 547) ont montré que ce programme a une grande chance de réussite. Naturellement, ils utilisent les propriétés physiques des étoiles comme des conditions initiales, mais on peut certainement les calculer sans ambiguïté à partir de la théorie de la formation des galaxies. Sans doute, il deviendra possible, plus tard, de calculer des propriétés plus détaillées de l'Univers d'une même façon non ambiguë.

Malheureusement, il reste un sérieux problème de principe. Car la théorie de la Relativité générale est compatible avec un nombre infini de modèles d'univers et pas seulement le modèle de l'état stationnaire (Mc Crea, *Proc. Roy. Soc.*, A, t. 206, 1951, p. 562). Même si le modèle de l'état stationnaire est mauvais et si les propriétés réelles de l'Univers sont déterminées d'une autre façon, nous devons trouver une théorie moins large que celle d'Einstein qui conduise à un modèle unique pour l'Univers. Il sera intéressant de voir si oui ou non, cet unique modèle est le modèle de l'état stationnaire.