

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

MÉMOIRE

PRÉSENTÉ À

TROIS-RIVIÈRES

COMME EXIGENCE PARTIELLE

DE LA MAÎTRISE EN PHYSIQUE

PAR

JOSEPH-GERMAIN DUFOUR

LA COSMOLOGIE ET LA COSMOGONIE :  
UNE DISCUSSION

SEPTEMBRE 1982

Université du Québec à Trois-Rivières

Service de la bibliothèque

Avertissement

L'auteur de ce mémoire ou de cette thèse a autorisé l'Université du Québec à Trois-Rivières à diffuser, à des fins non lucratives, une copie de son mémoire ou de sa thèse.

Cette diffusion n'entraîne pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits de propriété intellectuelle, incluant le droit d'auteur, sur ce mémoire ou cette thèse. Notamment, la reproduction ou la publication de la totalité ou d'une partie importante de ce mémoire ou de cette thèse requiert son autorisation.



À Iris, ma bien-aimée

## REMERCIEMENTS

Je désire témoigner mon appréciation profonde au Dr. Félix G. de Forest, professeur-titulaire au département de physique de l'Université du Québec à Trois-Rivières, pour la patience dont il a fait preuve dans la correction de ce mémoire. Le texte qui suit ne correspond cependant pas nécessairement à ses exigences, et je suis seul responsable de ce qui s'y trouve.

Mon co-directeur de thèse, le Docteur Gilles Beaudet, professeur-titulaire au département de physique de l'Université de Montréal, mérite les plus chauds remerciements pour ses précieux conseils et de nombreuses suggestions qui m'ont aussi guidé tout au cours de la recherche et de la rédaction. Ses connaissances complètes du sujet, et son expérience à évaluer les données, m'ont aidé à saisir rapidement les idées modernes.

Je remercie aussi Madame Maud Jomphe, Madame Nicole Gélinas, et Madame Jeanne Beauclair du service Prêt entre bibliothèques, qui m'ont énormément aidé à réunir tous les articles nécessaires à l'étude de ce sujet; les mêmes remerciements vont aussi à Monsieur Alain Pagé qui m'a rendu des services précieux au niveau du repérage de l'information.

Je veux exprimer ma reconnaissance à tous les professeurs du département de physique de l'Université du Québec à Trois-Rivières pour les connaissances théoriques reçues lors des séances de cours.

Cet ouvrage n'aurait pas été fait sans l'aide et les encouragements précieux de ma femme, Iris.

## SOMMAIRE

La cosmologie et la cosmogonie représentent un chapitre un peu ironique dans l'histoire de la science. En effet, les premiers philosophes posèrent des questions qu'on classifierait aujourd'hui comme étant vraiment soit d'une nature cosmologique, soit d'une nature cosmogonique. De quoi est fait l'univers, d'où vient-il, quand fut-il créé, et de quelle façon l'univers évolue-t-il? S'il n'est pas étrange que ces questions furent demandées voilà plus de 2000 ans, il reste cependant qu'elles ne devinrent véritablement scientifiques qu'il y a environ 50 à 60 ans. Avant cela, ces questions furent mêlées avec la religion, les mysticismes, et les systèmes philosophiques.

L'historique qui suit cette introduction trace l'évolution des idées cosmologiques et cosmogoniques jusqu'aux temps modernes.

Dans le chapitre I, on présente les modèles cosmologiques, c'est-à-dire les modèles théoriques sur la structure de l'univers pris dans son ensemble. Le but de cet ouvrage n'est pas de prendre position pour l'un ou l'autre modèle cosmologique que l'on dirait alors *standard*, mais plutôt de rendre compte de la multiplicité des idées cosmologiques existantes aujourd'hui. On verra donc rapidement les modèles très connus de la relativité générale, ceux des autres théories gravitationnelles,

ainsi que les modèles de type non-isotropiques et non-homogènes. Certains de ces divers modèles sont efficaces à éviter les singularités. Tous les autres modèles cosmologiques sont aussi examinés, ainsi que l'hypothèse des grands nombres, laquelle suppose la variation de certaines constantes fondamentales avec le temps cosmique.

Le chapitre II décrit les idées cosmogoniques liées à la cosmologie, c'est-à-dire les théories qui décrivent la formation et l'évolution de l'univers. Ce but sera poursuivi par l'étude des origines des éléments chimiques, du rayonnement cosmique, des rayons cosmiques, et des amas de galaxies. Il se pourrait que l'origine de l'une ou de plusieurs de ceux-ci coïncide dans le temps avec l'origine de la structure présente de l'univers pris dans son ensemble.

Au chapitre III on discutera des observations récentes qui ont une incidence sur les modèles cosmologiques. Ces différentes observations seront alors utilisées pour essayer de discriminer entre les modèles cosmologiques.

Finalement, un résumé de la situation entière est présentée au chapitre IV.

N.B. Vu la longueur de ce travail, et l'étendue des sujets particuliers abordés, il a été jugé utile d'ajouter à la fin de chaque section un résumé des points saillants de celle-ci. Ceci peut rendre la présentation un peu répétitive, mais devrait aider le lecteur à mieux saisir les arguments importants sur chaque question. Ces sections de résumés ou conclusions sont bien indentifiées à la Table des matières.

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS

|                    |     |
|--------------------|-----|
| SOMMAIRE           | I   |
| TABLE DES MATIERES | III |
| LISTE DES FIGURES  | IX  |
| LISTE DES TABLEAUX | XII |
| INTRODUCTION       | 1   |
| HISTORIQUE         | 10  |

|  |    |
|--|----|
| CHAPITRE I - LA COSMOLOGIE .....   | 15 |
| 1.1 Introduction .....   | 15 |
| 1.2 Entropie et direction du temps .....   | 18 |
| 1.3 Le principe cosmologique .....   | 20 |
| 1.4 Le problème de la singularité initiale .....   | 24 |
| 1.5 Les modèles cosmologiques homogènes et isotropiques de la relativité générale .....  | 29 |
| 1.5.1 Définition des relations fondamentales cosmologiques de la relativité générale .....   | 29 |
| 1.5.2 Description des modèles obtenus à partir de la métrique de Robertson-Walker .....  | 33 |
| 1.5.3 Les modèles cosmologiques de Friedmann avec $p = 0$ et $\Lambda = 0$ .....   | 37 |
| 1.5.4 Les modèles d'Einstein-de Sitter ( $k = 0$ , $\Lambda = 0$ ), avec une explosion primordiale et une expansion monotone.  | 42 |
| 1.5.5 Les modèles cosmologiques de Friedmann avec $p = 0$ et $\Lambda \neq 0$ .....  | 44 |
| 1.5.6 Le modèle à la fois cosmologique et cosmogonique de l'atome primordial de Lemaître ( $\Lambda > \Lambda_E$ , $k = 1$ ): elliptique et à expansion monotone (le Big Bang Chaud) | 45 |

|        |  |    |
|--------|--|----|
| 1.5.7  | Le modèle d'Eddington-Lemaître: un univers elliptique ( $k = 1$ , $\Lambda = \Lambda_E$ ) avec une expansion monotone à partir de l'univers d'Einstein ..... | 50 |
| 1.5.8  | Les modèles d'univers oscillants .....   | 51 |
| 1.5.9  | Le modèle de Friedmann avec $q_0 = \infty$ .....   | 53 |
| 1.5.10 | Le modèle d'univers en expansion de Wataghin .....   | 54 |
| 1.5.11 | L'univers en expansion de Gomide: injection de matière et de radiation, et une pression négative .....   | 54 |
| 1.5.12 | Les modèles d'univers relativistes qui contiennent de la matière et de la radiation, avec ou sans interaction .....  | 55 |
| 1.5.13 | Les modèles cosmologiques relativistes avec une pression .....   | 56 |
| 1.5.14 | Le modèle d'univers de McCrea: un univers avec une pression négative .....   | 57 |
| 1.5.15 | Le modèle d'univers de Tolman: un univers ne contenant que de la radiation ( $\Lambda = 0$ , $k = 1$ ) .....   | 57 |
| 1.5.16 | Les modèles d'univers fermés de la relativité .....  | 57 |
| 1.5.17 | Les modèles cosmologiques relativistes statiques .....   | 61 |
| 1.5.18 | Un résumé des modèles relativistes avec un terme cosmologique .....  | 63 |
| 1.6    | Les modèles cosmologiques dans les autres théories de la gravitation .....   | 67 |
| 1.6.1  | Introduction .....   | 67 |
| 1.6.2  | La théorie cosmologique du tenseur-scalaire de Brans-Dicke .....   | 70 |
| 1.6.3  | Le modèle de l'état stationnaire de Bondi-Gold .....   | 73 |
| 1.6.4  | Le modèle de l'état stationnaire de Hoyle .....  | 74 |

|        |   |     |
|--------|---|-----|
| 1.6.5  | Les modèles cosmologiques dans la théorie de la gravitation conforme invariante de Hoyle et de Narlikar ..... | 77  |
| 1.6.6  | Conclusion .....  | 80  |
| 1.7    | Les tests de la relativité générale et des champs scalaires .....   | 81  |
| 1.8    | Les modèles cosmologiques spatialement homogènes, non-isotropiques .....                                      | 82  |
| 1.8.1  | Introduction .....  | 82  |
| 1.8.2  | Les modèles anisotropiques (ou non-isotropiques) .....  | 84  |
| 1.8.3  | Le rôle de la viscosité et le phénomène de la dissipation au début de l'univers .                             | 87  |
| 1.8.4  | Les cosmologies de Bianchi de types I à IX .....  | 89  |
| 1.8.5  | Le modèle spatialement homogène "vide" T-NUT-M .....  | 91  |
| 1.8.6  | Les rotations de l'univers, des galaxies, et des amas de galaxies .....                                       | 92  |
| 1.8.7  | L'univers "Mixmaster" et la cosmologie chaotique .....  | 94  |
| 1.8.8  | Les cosmologies hamiltonienne et lagrangienne .....   | 95  |
| 1.8.9  | Conclusion .....  | 102 |
| 1.9    | Les modèles cosmologiques non-homogènes .....   | 104 |
| 1.10   | D'autres modèles cosmologiques .....  | 113 |
| 1.10.1 | Introduction .....  | 113 |
| 1.10.2 | La cosmologie newtonienne .....   | 113 |
| 1.10.3 | La cosmologie chronométrique de Ségal ..  | 116 |
| 1.10.4 | Le modèle d'univers de Milne: la relativité cinématique préciser .....  | 120 |
| 1.10.5 | L'univers symétrique: un univers avec de la matière et de l'antimatière .....                                 | 121 |

|             |   |     |
|-------------|---|-----|
| 1.10.6      | Les modèles cosmologiques hiérarchisés .  | 126 |
| 1.10.7      | Le <i>Big Bang froid</i> avec $p = \rho$ , $T = 0$ à $t = 0$ .....  | 130 |
| 1.10.8      | Les <i>Big Bang froid</i> et tiède de Carr avec des trous noirs .....   | 131 |
| 1.10.9      | Le <i>Big Bang</i> d'Hagedorn avec des quarks .   | 131 |
| 1.10.10     | Les modèles cosmologiques obtenus à partir de la théorie des groupes, et la variation des masses au repos ..... | 134 |
| 1.10.11     | D'autres idées cosmologiques .....  | 135 |
| 1.10.12     | Conclusion .....  | 137 |
| 1.11        | Les hypothèses des grands nombres .....   | 140 |
| 1.11.1      | Les nombres purs d'Eddington .....  | 140 |
| 1.11.2      | La cosmologie de Dirac, la variation des constantes fondamentales avec le temps, et la création continue .....  | 140 |
| 1.12        | Le champ magnétique primordial .....  | 147 |
| 1.13        | Des interprétations du décalage vers le rouge autres que celle donnée par la relativité générale .....          | 150 |
| 1.14        | Conclusion générale .....   | 155 |
| CHAPITRE II | - LA COSMOGONIE .....   | 163 |
| 2.1         | Introduction .....  | 163 |
| 2.2         | Origine des galaxies .....  | 166 |
| 2.2.1       | Introduction .....  | 166 |
| 2.2.2       | Le paramètre de la densité relative $\delta\rho/\rho$ .   | 169 |
| 2.2.3       | L'instabilité gravitationnelle .....  | 176 |
| 2.2.4       | L'instabilité thermique .....   | 179 |
| 2.2.5       | La turbulence cosmologique .....  | 182 |
| 2.2.6       | La formation des galaxies, les trous noirs, et les trous blancs .....   | 186 |



|              |  |     |
|--------------|--|-----|
| 2.2.7        | L'accrétion et la fragmentation .....  | 188 |
| 2.2.8        | Conclusion .....   | 189 |
| 2.3          | Origine des éléments .....   | 191 |
| 2.3.1        | La nucléosynthèse et la cosmologie .....   | 191 |
| 2.3.2        | L'origine des éléments dans le contexte<br>du <i>Big Bang chaud</i> de Gamow ..... | 197 |
| 2.4          | L'origine du rayonnement électromagnétique<br>cosmique .....                       | 218 |
| 2.4.1        | Introduction .....   | 218 |
| 2.4.2        | Le rayonnement électromagnétique et les<br>fonds cosmiques .....                   | 219 |
| 2.4.3        | Conclusion .....   | 231 |
| 2.5          | L'origine des rayons cosmiques .....   | 233 |
| 2.6          | Conclusion .....   | 235 |
| CHAPITRE III | - LES OBSERVATIONS .....   | 238 |
| 3.1          | Introduction .....   | 238 |
| 3.2          | La densité de l'univers .....  | 250 |
| 3.2.1        | Introduction .....   | 250 |
| 3.2.2        | La densité moyenne de la matière lumi-<br>neuse $\Omega_{gal}$ .....               | 252 |
| 3.2.3        | La matière intergalactique .....   | 256 |
| 3.2.4        | La masse manquante .....   | 259 |
| 3.2.5        | Conclusion .....   | 262 |
| 3.3          | Le diagramme de Hubble .....   | 263 |
| 3.4          | Le paramètre de décélération, $q_0$ .....  | 274 |
| 3.4.1        | Les valeurs du paramètre de décélération .   | 274 |
| 3.4.2        | L'évolution intrinsèque des galaxies .....   | 277 |
| 3.5          | Une limite basse à l'âge de l'univers .....  | 288 |

|               |  |     |
|---------------|--|-----|
| 3.6           | Le terme cosmologique .....  | 293 |
| 3.7           | L'univers est-il fermé ou ouvert, et sera-t-il<br>en expansion pour toujours ? ..... | 296 |
| 3.8           | Conclusion .....   | 298 |
| CHAPITRE IV - | DISCUSSION GENERALE .....  | 305 |
| APPENDICE -   | Les définitions et les valeurs numériques des<br>constantes importantes .....        | 313 |
| BIBLIOGRAPHIE | .....  | 316 |

LISTE DES FIGURES

|      |  |       |    |
|------|--|-------|----|
| 1.1  | : Un univers avec une densité faible et $\Lambda = 0$  | ..... | 25 |
| 1.2  | : Le modèle sans singularité initiale de Parker-Fulling  | ..... | 27 |
| 1.3  | : Les modèles non-statiques relativistes de Tolman   | ..... | 36 |
| 1.4  | : Les modèles de Friedmann avec $p = 0$ et $\Lambda = 0$   | ..... | 38 |
| 1.5  | : Les modèles hyperboliques et euclidiens  | ..... | 41 |
| 1.6  | : Les modèles elliptiques  | ..... | 41 |
| 1.7  | : Le modèle d'Einstein-de Sitter   | ..... | 42 |
| 1.8  | : Le modèle de Lemaître  | ..... | 46 |
| 1.9  | : Le modèle d'Einstein   | ..... | 50 |
| 1.10 | : Le modèle d'Eddington-Lemaître   | ..... | 51 |
| 1.11 | : La cosmologie de Landsberg-Park  | ..... | 52 |
| 1.12 | : Des modèles ouverts et fermés  | ..... | 58 |
| 1.13 | : La relation entre le rayon et la densité de l'univers ( $H_0 = 7.5 \times 10^{-11} \text{ ans}^{-1}$ ) | ..... | 60 |
| 1.14 | : La relation entre le rayon et la densité de l'univers ( $H_0 = 10 \times 10^{-11} \text{ ans}^{-1}$ )  | ..... | 60 |
| 1.15 | : Les modèles de Friedmann avec $\Lambda = 0$  | ..... | 63 |
| 1.16 | : L'évolution des modèles fermés, $k = 1$  | ..... | 64 |
| 1.17 | : Les trois familles d'univers non-statiques   | ..... | 65 |
| 1.18 | : Les modèles de la théorie ECSK   | ..... | 69 |
| 1.19 | : Les modèles fermés oscillants de la théorie ECSK.....  |       | 69 |
| 1.20 | : Le modèle de l'état stationnaire   | ..... | 76 |
| 1.21 | : Un univers en rotation de type IX  | ..... | 90 |
| 1.22 | : Le modèle vide T-NUT-M   | ..... | 91 |

|      |   |           |
|------|---|-----------|
| 1.23 | : La théorie chronométrique de Ségal et la loi de Hubble                            | ..... 118 |
| 1.24 | : Même chose que la figure (1.23)   | ..... 119 |
| 1.25 | : <del>Même</del> chose que la figure (1.23)  | ..... 119 |
| 1.26 | : Le modèle de la relativité cinématique de Milne                                   | ..... 121 |
| 1.27 | : Le développement de la métagalaxie  | ..... 124 |
| 1.28 | : La relation densité-rayon de De Vaucouleurs                                       | ..... 127 |
| 1.29 | : L'univers de Chalker  | ..... 128 |
| 1.30 | : Les modèles hiérarchiques   | ..... 129 |
| 2.1  | : Le développement des inhomogénéités et le <i>Big Bang</i>                         | ..... 171 |
| 2.2  | : L'évolution de la masse de Jeans  | ..... 172 |
| 2.3  | : Les perturbations dans les modèles homogène et isotropique                        | ..... 173 |
| 2.4  | : Schéma des divers modes de nucléosynthèse   | ..... 192 |
| 2.5  | : Les particules élémentaires durant la phase des leptons                           | ..... 203 |
| 2.6  | : La matière produite durant l'explosion primordiale                                | ..... 206 |
| 2.7  | : Les phases de l'évolution   | ..... 213 |
| 2.8  | : L'évolution de l'univers  | ..... 214 |
| 2.9  | : Le rayonnement du fond cosmique dans toutes les régions                           | ..... 220 |
| 2.10 | : Le fond cosmique de micro-ondes   | ..... 221 |
| 2.11 | : Le corps noir de 2.7 K  | ..... 221 |
| 2.12 | : Le fond cosmique à 2.7 K et la lumière des étoiles d'un cycle d'univers précédent | ..... 223 |
| 2.13 | : Le fond cosmique à 2.7 K et le modèle des sources ponctuelles                     | ..... 225 |
| 3.1  | : Les modèles de Friedmann avec une constante cosmologique                          | ..... 242 |

|      |  |           |
|------|--|-----------|
| 3.2  | : Les contraintes aux paramètres $\Omega_0$ , $q_0$ , et $H_0$ pour les modèles de Friedmann avec une constante cosmologique | ..... 243 |
| 3.3  | : Les contraintes aux paramètres $H_0$ et $\Omega_0$ pour les modèles de Friedmann avec $\Lambda = 0$                        | ..... 244 |
| 3.4  | : La relation (z,m) pour les quasars et les radio-sources  | ..... 249 |
| 3.5  | : Les indicateurs de distances   | ..... 268 |
| 3.6  | : Les galaxies qui ont servi à obtenir $H_0$   | ..... 271 |
| 3.7  | : La galaxie M101 dans Ursa Major  | ..... 272 |
| 3.8  | : La fraction du temps de Hubble pour des modèles avec $\Lambda = 0$   | ..... 276 |
| 3.9  | : La valeur apparente, $q_{0a}$ , et l'évolution dynamique de l'univers  | ..... 284 |
| 3.10 | : Les dénombrements des galaxies   | ..... 285 |
| 3.11 | : L'effet de l'évolution des galaxies sur la relation (m,z)  | ..... 287 |
| 3.12 | : L'évolution de la galaxie  | ..... 291 |

LISTE DES TABLEAUX

|     |   |       |     |
|-----|---|-------|-----|
| 1.1 | : Les solutions $R(t)$ des modèles relativistes             | ..... | 40  |
| 1.2 | : Classification des modèles relativistes                   | ..... | 65  |
| 1.3 | : Les cosmologies de Schwarzschild                          | ..... | 100 |
| 1.4 | : Les modèles newtoniens                                    | ..... | 115 |
| 1.5 | : Les modèles cosmologiques et les quarks                   | ..... | 134 |
| 1.6 | : Les modèles cosmologiques et l'HGN                        | ..... | 145 |
| 2.1 | : Les phases des hadrons et des leptons                     | ..... | 204 |
| 2.2 | : Les réactions thermonucléaires du <i>Big Bang chaud</i>   | ..... | 205 |
| 2.3 | : L'évolution du <i>Big Bang chaud</i>                      | ..... | 215 |
| 2.4 | : L'histoire thermique de l'univers                         | ..... | 216 |
| 3.1 | : Les contraintes physiques aux modèles de Friedmann        | ..... | 241 |
| 3.2 | : Les valeurs de la densité moyenne de la matière lumineuse | ..... | 256 |
| 3.3 | : Les valeurs de la constante de Hubble $H_0$               | ..... | 269 |
| 3.4 | : La fonction $t_0 = f(q_0)H_0^{-1}$                        | ..... | 276 |
| 3.5 | : Les valeurs du paramètre $q_0$                            | ..... | 278 |

## INTRODUCTION

Ce mémoire commence avec une section historique dont le but est de donner au lecteur un aperçu de l'évolution des idées cosmologiques et cosmogoniques.

Ensuite le chapitre I présente les modèles cosmologiques. Ces modèles sont divisés en quatre grandes classes:

1) Les modèles cosmologiques homogènes et isotropiques de la relativité générale. Ces modèles se basent sur la métrique de Robertson-Walker, à partir de laquelle il est possible de définir les modèles de Friedmann avec une pression nulle, et avec ou sans terme cosmologique. D'autres modèles peuvent être obtenus, comme par exemple les modèles avec une pression, le *Big Bang* d'Hagedorn, les modèles oscillants, le modèle avec un paramètre de décélération tendant vers l'infini,

le modèle de McCrea, et les modèles qui contiennent de la matière et de la radiation avec ou sans interaction.

Les modèles de Friedmann avec une pression et un terme cosmologique nuls vont tenir particulièrement notre attention car ces modèles sont souvent appelés les modèles "standards" ou conventionnels. Ce sont les modèles d'univers qui représentent le mieux l'univers actuel à cause

de l'homogénéité et de l'isotropie du fond cosmique de micro-ondes et de l'expansion universelle qu'ils prédisent. C'est pourquoi le *Big Bang chaud* (version moderne) va être examiné en détail. Par contre, ces modèles contiennent des difficultés fondamentales comme la singularité initiale ou la "causalité", et l'absence d'explication directe du rapport photon-baryon actuel dans l'univers, et il va donc être nécessaire d'analyser d'autres cosmologies. Plusieurs cosmologies différentes de celle de la relativité générale présentent des modèles d'univers sans singularité initiale, mais ils ont des difficultés à donner des explications à certaines autres observations, ou encore des difficultés théoriques. Nous verrons tous ces modèles.

2) Les modèles cosmologiques non-homogènes vont être étudiés afin de comprendre l'évolution de l'univers durant les premières phases de son expansion. Nous supposerons l'existence initiale d'inhomogénéités dans la densité de l'univers; ainsi on verra que l'expansion a pu ne pas débiter en même temps à différents endroits. Nous analyserons les fluctuations dans la métrique, dans le terme du cisaillement et dans la température, ainsi que les effets non-linéaires dans les théories des interactions entre la matière et la radiation. Toutes ces inhomogénéités devraient disparaître très rapidement au début de l'expansion si on veut obtenir les caractéristiques présentes de l'univers. Parmi les nombreux modèles non-homogènes, mentionnons les deux plus connus: le *Big Bang froid* et le modèle "Swiss Cheese".

3) Les modèles homogènes mais non-isotropiques sont très connus pour leur efficacité à éliminer la singularité initiale de la cosmologie du *Big Bang*. Ils sont très utiles pour étudier la présence d'un champ



magnétique primordial, et des anisotropies dans l'expansion initiale, dans la courbure de l'espace, dans la température, et dans la création des particules. La rotation de l'univers est une autre conséquence de ces modèles. Tout comme l'inhomogénéité initiale postulée dans les modèles non-homogènes, l'anisotropie initiale devrait disparaître assez rapidement, ou devrait être assez petite pour ne pas modifier trop la synthèse des éléments et le fond de micro-ondes. Notons ici que l'inhomogénéité n'a pas à disparaître vraiment complètement, mais suffisamment pour ne pas modifier les propriétés physiques de l'univers et permettre ensuite aux galaxies de se former.

Parmi les modèles spatialement homogènes mais non-isotropiques les plus connus sont le modèle T-NUT-M, le modèle "Mixmaster", la cosmologie chaotique, les cosmologies de Bianchi, et la cosmologie hamiltonienne. La description hamiltonienne de certains modèles offre des techniques qui permettent de voir la façon dont une anisotropie peut se dissiper à partir de la singularité. Cette cosmologie peut aussi servir de base à la quantification des modèles cosmologiques; ces derniers prévoient un début d'univers en  $10^{-43}$  seconde.

4) Les modèles cosmologiques dans les théories de la gravitation autres que la relativité générale vont également être examinés dans cet ouvrage. Mentionnons les modèles importants qui appartiennent à cette classe. Il y a la théorie de la création continue, l'hypothèse des grands nombres (HGN) de Dirac-Jordan, le *Bang multiple* de Gomide, le tenseur-scalaire de Brans-Dicke, la théorie conforme-invariante de Hoyle-Narlikar, et les modèles avec des torsions. Ces modèles aussi sont efficaces à éliminer toute singularité initiale (ils n'en ont pas pour la plupart). Quelques-unes de ces théories sont basées sur une variation des constantes de la physique avec le temps.

Après que les modèles auront été présentés, nous examinerons des moyens pouvant aider à faire ressortir parmi ceux-ci les modèles qui sont les plus représentatifs de l'univers. Un de ces moyens est donné par l'étude de la cosmogonie, c'est-à-dire l'étude des origines de l'univers, des amas de galaxies, des éléments chimiques, du rayonnement électromagnétique cosmique, et des rayons cosmiques. Cette étude fait l'objet du chapitre II. L'introduction au début de ce chapitre résume clairement les points importants de la cosmogonie.

Mentionnons que les galaxies primordiales peuvent se former à partir de trois processus connus, c'est-à-dire, d'une instabilité gravitationnelle, d'une instabilité thermique, ou d'une turbulence cosmologique. Il a été suggéré récemment que des trous noirs ayant été créés au début de l'univers pourraient servir de "germes" aux galaxies primordiales, lesquelles exploseraient après quelques milliards d'années comme des trous blancs.

Nous verrons que les théories sur la formation des galaxies ne sont pas les-mêmes pour les modèles d'univers de *Big Bang* que pour les autres. Mais les travaux sur ces modèles ne sont pas toujours complets. Mentionnons quelques-uns de ces modèles: la cosmologie chronométrique de Ségal, les modèles hiérarchisés, de l'état stationnaire, des grands nombres, et de l'univers symétrique.

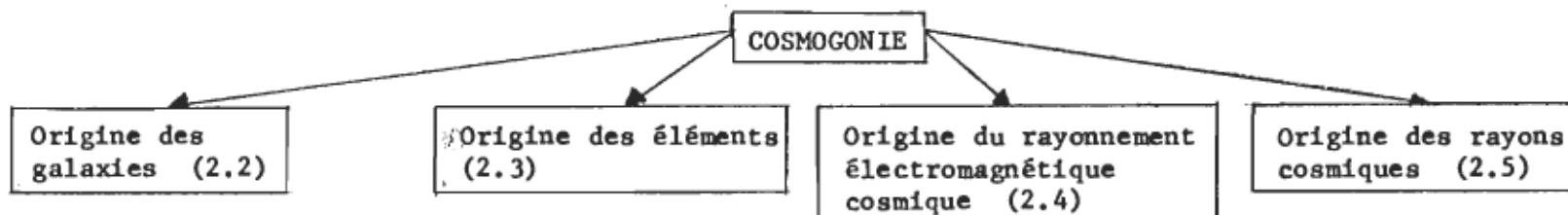
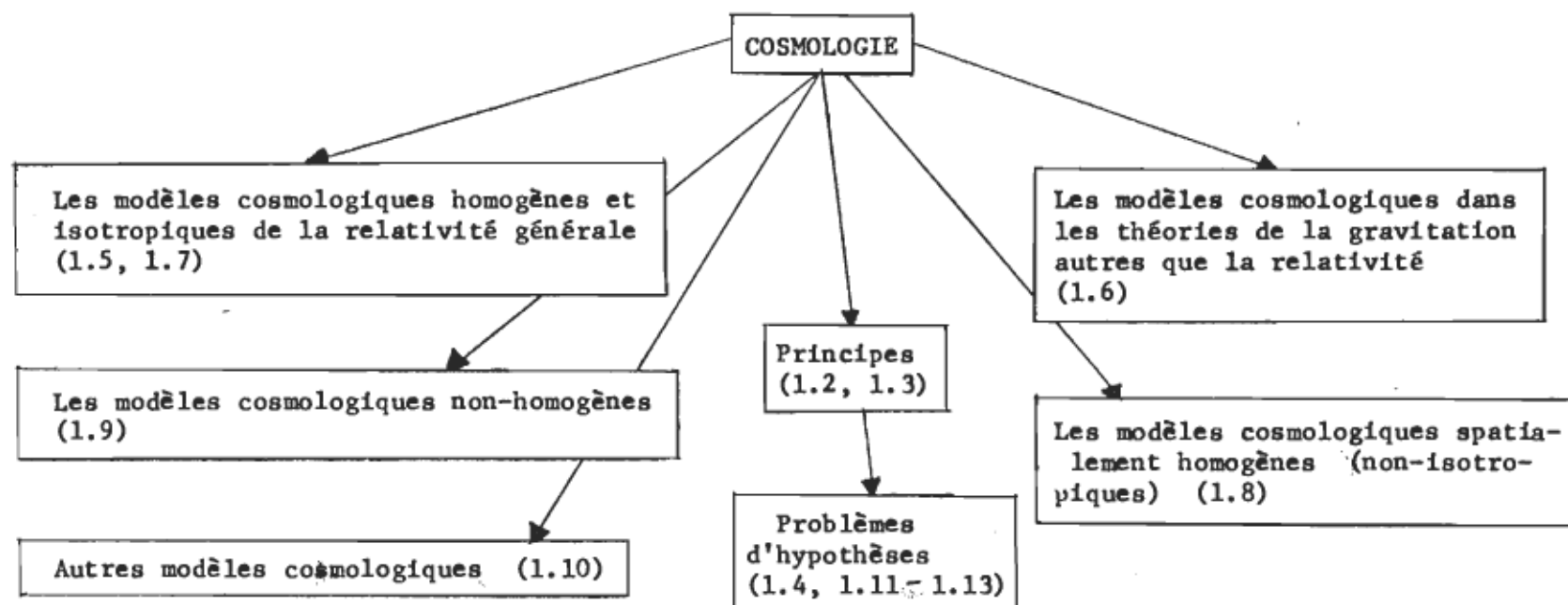
Finalement, dans le chapitre III nous analyserons les connaissances actuelles des paramètres cosmologiques des modèles de Friedmann: la décélération  $q_0$ , la constante de Hubble  $H_0$ , la densité de l'univers  $\Omega$

et le terme cosmologique.

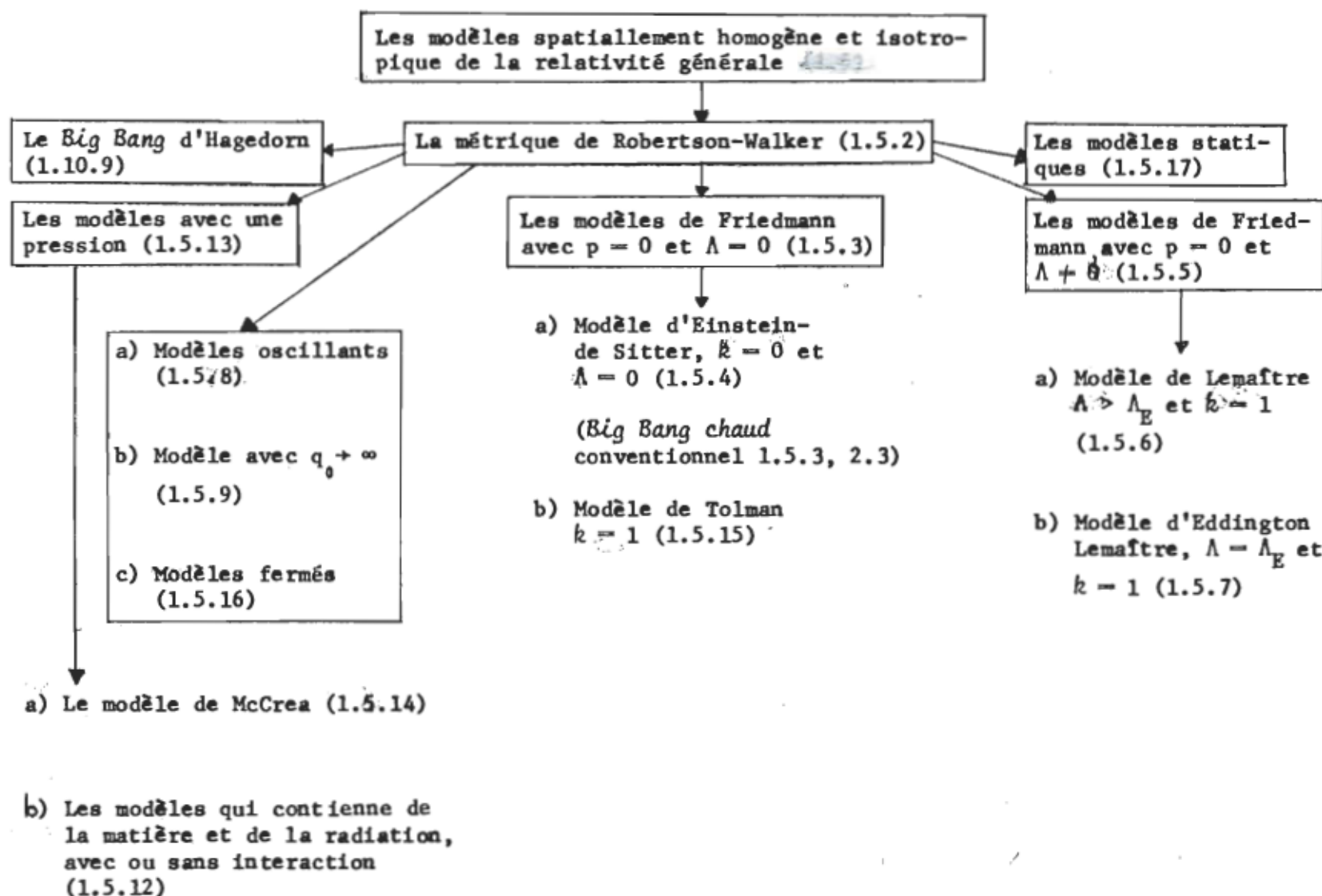
Un sommaire général de la question est présenté au chapitre IV.

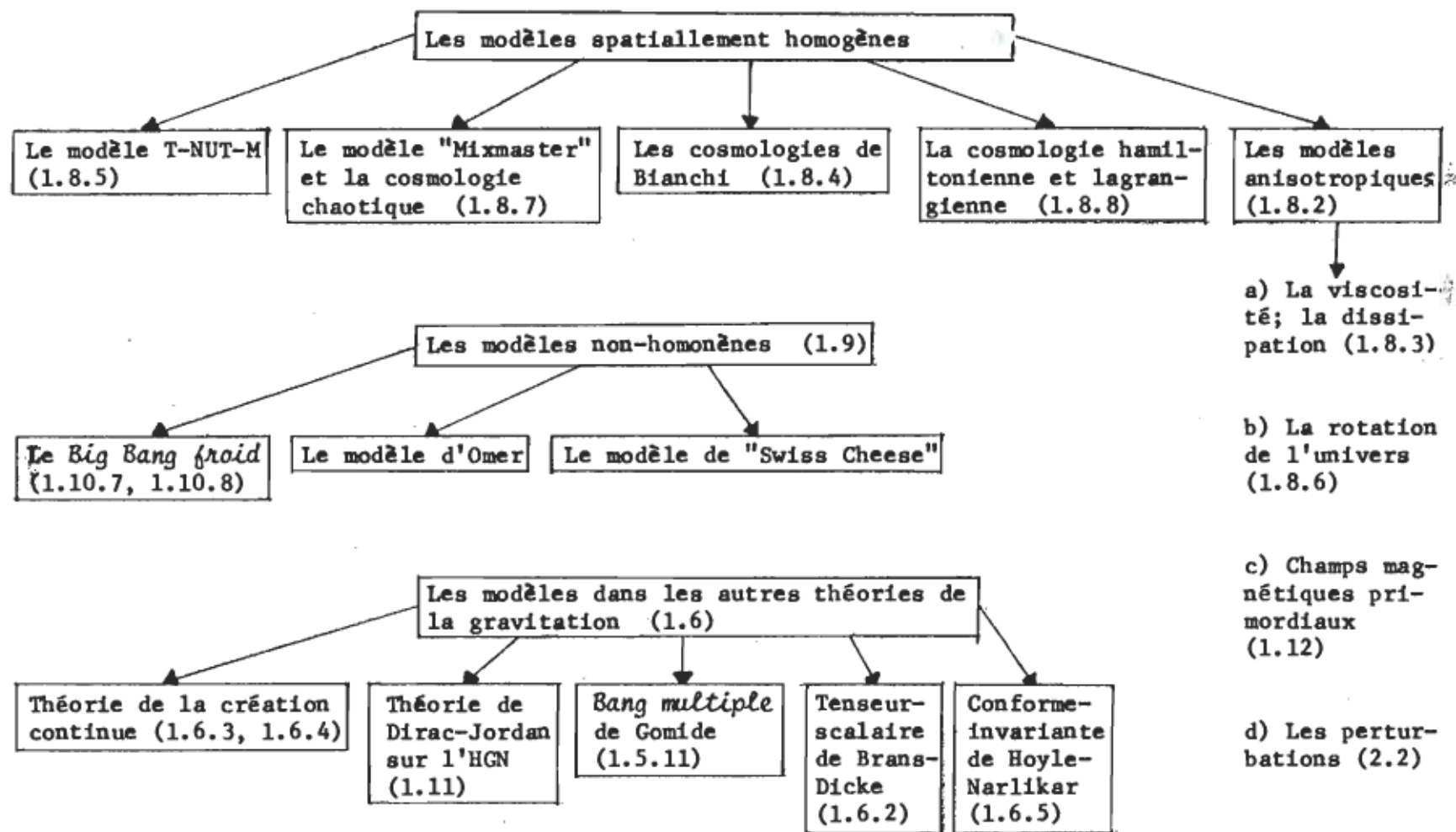
Les définitions et les valeurs numériques des constantes importantes sont données dans l'appendice.

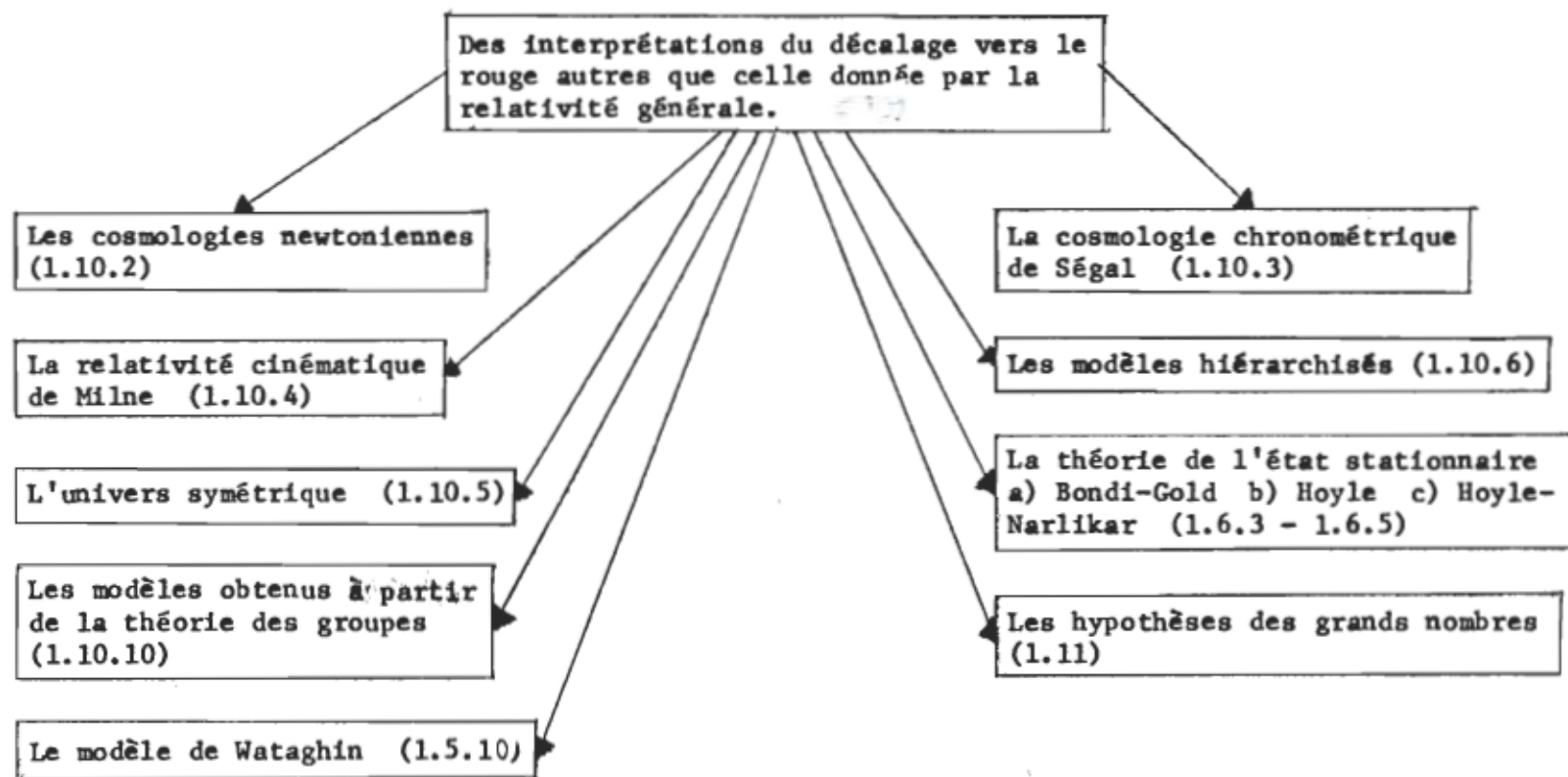
Les quatre figures suivantes donnent un plan du présent ouvrage.



- a) Le paramètre de la densité  $\delta\rho/\rho$  (2.2.2)
- b) Instabilité gravitationnelle (2.2.3)
- c) Instabilité thermique (2.2.4)
- d) Turbulence (2.2.5)
- e) La formation des galaxies, les trous noirs, les trous blancs (2.2.6)







## HISTORIQUE

Les idées cosmologiques et cosmogoniques furent développées depuis les temps les plus anciens dans l'histoire humaine. Quelques fois les développements furent longs et difficiles, soit à cause des croyances mystiques de l'homme, soit à cause du manque des outils modernes de la recherche scientifique. Aujourd'hui, les développements se font à la vitesse des ordinateurs.

Les premières idées cosmologiques et cosmogoniques prenaient la forme de mythes. Les gens croyaient que le ciel et la terre étaient par exemple deux grands disques faisant partie du chaos d'eau universelle, et qu'ils furent séparés par le vent. Des images furent utilisées afin de rendre compte de l'origine (la cosmogonie) et de la structure (la cosmologie) de l'univers.

Aux environs de 747 av. J.-C., les Babyloniens s'intéressèrent aux mouvements des corps célestes; ils construisirent le premier calendrier solaire, lequel fut utilisé ainsi par les Grecs. Les Egyptiens adoptèrent l'année sidérale. Thalès de Milet (640-560 av. J.-C.) fut le premier dans l'histoire de la cosmologie parce qu'il donna une explication rationnelle de la structure de l'univers. Il donna aussi une explication de l'origine de la matière primordiale. Il crut que la matière primordiale était l'eau. Son élève, Anaximandre (610-545 av. J.-C.),



eut la première idée cosmogonique. Il crut que l'univers a toujours existé dans le passé et existerait toujours dans le futur, et que le Soleil, les étoiles, la Terre, et la Lune furent créés à partir de la séparation du chaud et du froid. Pour lui, la Terre était au centre de l'univers.

Anaxagore (499-428 av. J.-C.) postula que les étoiles étaient en mouvement dans l'éther, et Pythagore (580-500 av. J.-C.) imagina que la Terre était ronde. Aristarque (310-230 av. J.-C.) parla d'une théorie dans laquelle la Terre tournait autour de son axe et autour du Soleil. Il crut que les étoiles étaient fixes dans le ciel, et estima le rapport des volumes du Soleil et de la Terre. C'est après cette époque qu'est venue l'idée classique d'un univers géocentrique fini. En effet, à l'aide du travail d'Hipparque (190-120 av. J.-C.) sur la précession des équinoxes, Ptolémée (100-178 av. J.-C.) perfectionna la théorie des épicycles. Celle-ci fut plus acceptée que la théorie des sphères de Platon (427-348 av. J.-C.), lesquelles étaient sensées expliquer les mouvements des planètes, du Soleil, et des étoiles. Ces sphères furent par la suite perfectionnées par Aristote (384-322 av. J.-C.). Aristote rejeta l'idée des *Atomistes* qui disaient que l'univers était infini et qu'il contenait un nombre immense de mondes. Pour lui, l'univers était limité, et il postula l'existence de l'éther. Les théories grecques étaient presque toutes imprégnées de l'idée que l'univers était limité, et que les étoiles étaient figées sur une sphère céleste.

Il n'y eut aucun développement important jusqu'à ce que le théologicien N. Cusanos (1401-1464) apporta l'idée d'un univers n'ayant aucun centre et sans circonférence. Ainsi l'univers perdit ses frontières. On croyait toujours que la Terre était le centre de l'univers.

Puis Copernic (1473-1543) parla de l'idée que le Soleil, et non la Terre, était le centre de l'univers. Ce fut le point de départ de la théorie héliocentrique. L'invention du télescope, les observations de Galilée (1564-1642) et la lutte qu'il fit à l'Eglise afin de faire accepter la théorie de Copernic, sont des événements qui firent avancer la compréhension de l'univers.

Les observations précises de Tycho Brahé (1546-1601) et les découvertes des lois des mouvements des planètes par Képler (1571-1630), marquèrent le début de la méthode scientifique. Avec Newton (1642- 1727) et sa fameuse loi de la gravitation, la porte fut ouverte pour comprendre la force qui rassemble les étoiles en amas et en galaxies, et qui déterminera éventuellement la structure de l'univers. Ce fut Descartes (1596-1650) qui eut l'intuition de l'unité chimique de l'univers. Pour lui l'univers était empli d'un fluide, l'éther, lequel est animé de mouvements tourbillonnaires.

Ensuite les développements furent rapides. En 1718, Halley analysa le mouvement propre des étoiles; en 1728, Bradley découvrit l'aberration des étoiles, qui fut la première vraie preuve du mouvement de la Terre autour du Soleil. Lagrange (1736-1813) et Laplace (1749-1827) développèrent les techniques des perturbations. Herschel (1738-1822) observa les mouvements des étoiles doubles et des galaxies; Bessel (1784-1846) observa la parallaxe de 61 Cygni, et Henderson (1784-1844) détermina la distance d'Alpha Centauri. Puis Olbers postula son célèbre paradoxe au sujet d'un espace infini et transparent, uniformément peuplé d'étoiles. G.L. Le Clerk, en 1749, parla longuement des planètes, des comètes, et du Soleil; il écrivit ses idées cosmogoniques dans son volume *Histoire naturelle, théorie de la Terre*. Kant (1724-

1804) reprit les idées de Wright (1711-1786) qui, en 1750, postulait que notre galaxie était un disque plat d'étoiles, et imagina l'existence, en dehors de celle-ci, de nébuleuses ou nuages. Kant eut l'idée qu'il pouvait exister un nombre sans limite de galaxies et crut que l'univers était infini. Il publia sa théorie cosmogonique dans son livre *Histoire naturelle générale et théorie du ciel*.

La contemplation de l'homme sur l'origine et la structure de l'univers a été peuplée d'images de dieux de la mythologie; à travers le moyen âge (500-1600), le christianisme porta son choix sur un modèle d'univers limité dans lequel la Terre était au centre, et dont la frontière était formée des étoiles attachées à la sphère céleste. Dieu et sa hiérarchie occupait le vide au-delà de cette frontière. Après que la cosmologie et la cosmogonie ont été débarrassées de l'influence de la théologie, elles se développèrent vraiment de façon scientifique. Ce fut avec Einstein (1879-1955) et sa célèbre théorie générale de la relativité qu'il proposa en 1915 et qu'il utilisa par la suite en 1917 dans son modèle d'univers, que la cosmologie a fleuri en tant que science. Ses idées furent énormément discutées et modifiées par la suite pour satisfaire les observations acquises sur l'univers.

La cosmogonie se développa également après Einstein. Quelques-unes des contributions principales vinrent de Lemaître, et de Gamow et de ses étudiants, qui apportèrent une explication quant à l'origine possible de la matière et de la formation des éléments légers au début d'une explosion primordiale. Les observations de Hubble en 1924, vinrent appuyer la théorie de l'explosion primordiale de Friedmann et de Lemaître. En effet, cette théorie prédit un décalage vers le rouge dans

les spectres des galaxies et Hubble observa que les raies dans ces spectres étaient effectivement déplacées vers le rouge.

En 1935, dans une système d'idées tout à fait différent, Milne publia un modèle d'univers en expansion basé sur sa théorie de la relativité cinématique. Dans cette théorie, la notion de temps a une importance aussi grande que celle de la "géométrie" dans la relativité générale. D'autres avances importantes suivirent par la suite, telle la recalibration de l'échelle des distance des galaxies par Baade, et la naissance de la radioastronomie. Un peu après cette même année, la théorie de la création continue de Bondi, Gold, et Hoyle apporta une échelle de temps infinie. Ici l'univers est en expansion, mais il a la même apparence en tout temps et en tout lieu.

C'est seulement depuis les modèles de l'univers en expansion de Friedmann et Lemaître, de l'univers fini et sans frontière d'Einstein, de l'univers infini et sans frontière de Gamow, et de l'univers infini et sans frontière de Bondi, Gold, et Hoyle, que l'idée d'un centre de l'univers a finalement disparu.

D'autres découvertes importantes suivirent, par exemple, les quasars en 1963, le fond cosmique de micro-ondes en 1965, les pulsars en 1967, et les ondes gravitationnelles par Weber en 1969. L'astronomie dans l'infrarouge se développa en même temps que l'astronomie du rayonnement X; en 1971 on découvrit des sources compactes de rayonnement X (par exemple Cygnus X-1).

## CHAPITRE I

### LA COSMOLOGIE

#### 1.1 INTRODUCTION

Ce chapitre portera sur l'étude de la cosmologie, c'est-à-dire de la structure globale de l'univers. Tous les modèles cosmologiques seront examinés brièvement: ceux qui utilisent les principes fondamentaux de la gravitation afin d'expliquer l'expansion apparente des galaxies, ainsi que ceux qui supposent d'autres hypothèses de base.

La croyance à l'expansion de l'univers est appuyée sur le fait qu'elle est en accord avec la relativité générale. Cependant, bien que la relativité générale englobe deux théories plus restreintes qui ont été soumises à des tests expérimentaux exigeant une grande précision: la relativité restreinte et la théorie newtonienne de la gravitation, et a elle-même été vérifiée au niveau du système solaire et de notre galaxie, il peut être imprudent, comme l'a dit lui-même Einstein, d'admettre les conséquences du modèle pour des densités et des pressions qui tendent vers l'infini. Les échappatoires sont les suivantes: soit que la relativité générale cesse d'être applicable à une échelle trop grande, soit que la relativité générale reste valable mais que le modèle mathématique isotropique cesse d'être valable pour des conditions extrêmes. Le premier chapitre va d'ailleurs présenter

quelques modèles cosmologiques basés sur des modifications de ce genre et d'autres de la relativité générale.

Faisons aussi remarquer qu'il y a plusieurs façons d'étudier la cosmologie. Elle peut être étudiée d'un point de vue local, c'est-à-dire que les lois locales de la physique sont supposées connues, et que la structure de l'univers puisse être déterminée à l'aide des observations en extrapolant ces lois locales. Donc les lois locales décrivent l'évolution du système universel avec le temps.<sup>10</sup> Une autre façon, est de regarder l'univers globalement et de lui imputer une structure à quatre dimensions de laquelle on dérivera les lois locales. Que l'on regarde l'univers globalement ou localement, ne devrait-on pas se demander, tout comme les "anciens", s'il existe ou non un éther<sup>9, 10, 11</sup>? Certains ont fait l'hypothèse que cet éther soit une mer de neutrinos. Une conséquence de l'existence d'un tel éther serait de contribuer à la densité totale de l'univers jusqu'au point de "fermer" l'univers.

Dans la première partie de ce chapitre, nous examinons les modèles relativistes avec ou sans singularité initiale. La structure globale de l'univers y est décrite à l'aide de la courbure de l'espace  $k$ . D'autres caractéristiques globales de ces modèles sont reliées par la constante de Hubble  $H_0$ , au paramètre de la décélération  $q_0$ , et au terme cosmologique  $\Lambda$ . Enfin, d'autres relations cosmologiques permettant de discriminer entre les modèles sont discutées dans le chapitre des observations et dans le chapitre IV.

Dans les autres parties de ce chapitre, les effets des anisotropies et des inhomogénéités sur l'évolution de certains modèles cosmologiques de type *Big Bang* sont examinés. Celles-ci nous permettent entre autres d'étudier les différentes façons desquelles les galaxies primor-

diales ont pu être formées. En explorant le problème de la singularité initiale, la quantification de certains modèles est introduite, ainsi que les effets d'une charge non-nulle, les effets d'utiliser différentes équations d'état et d'un champ scalaire, et l'existence d'antimatière.

Voilà quelques années, deux modèles importants d'univers, le *Big Bang* et la théorie de la création continue, se voulaient de représenter le mieux l'univers. Ces deux modèles sont présentés dans le chapitre présent. Faisons remarquer ici que le *Big Bang*, avec ou sans singularité, est presentement le plus généralement accepté, et a été l'objet de développements théoriques énormes. Par exemple, les modèles de Friedmann ont été analysés sous différents aspects; il est possible de les faire évoluer avec un espace vide, ou de se servir de la théorie des champs quantiques afin de déterminer les propriétés géométriques de ces modèles à l'aide des propriétés physiques de soit un gaz de photons, ou d'un gaz de neutrinos. Ces propriétés seront également étudiées dans ce chapitre. Un autre développement est que la masse a été supposée négative lorsque le rayon de l'univers devient petit, et alors des modèles d'un *Big Bang* partiellement de genre espace, et partiellement de genre temps sont obtenus. Le modèle de genre espace avec des masses négatives est une source sans limite d'ondes électromagnétiques et gravitationnelles<sup>12</sup>. Cette dernière possibilité produirait un "noyau retardé"<sup>12</sup>.

Une importance plus grande sera donnée à la structure et à l'évolution du modèle relativiste *Big Bang chaud* car il est généralement accepté par la grande majorité des physiciens.

Puis, tous les modèles cosmologiques de type autre que ceux de la relativité et de ceux qui parlent de la création continue de la matière sont examinés. Finalement, les coïncidences des grands nombres en cosmo-

logie sont discutées, en même temps que la variation des constantes fondamentales avec le temps cosmique.

## 1.2 ENTROPIE ET DIRECTION DU TEMPS

L'énergie totale de l'univers ne change pas, mais subit plutôt une constante dégradation et ne peut jamais revenir à son état primitif. Si l'univers est un système irréversible, alors l'entropie augmente. Un état d'entropie minimale est un état dans lequel l'énergie est condensée en aussi peu de paquets que possible, comme c'est le cas de la singularité ponctuelle des univers de Friedmann. Cette singularité, du point de vue quantique, correspondrait à un commencement naturel de l'espace-temps. Le modèle de Gamow contient une singularité initiale dans laquelle on trouve l'univers dans un état d'équilibre thermodynamique à  $10^{10}$  °K, ce qui correspond à un grand état de désordre, donc à une entropie élevée. Mais ceci est en contradiction avec l'idée d'un univers ayant débuté avec un état d'entropie minimale. Faut-il conclure que l'univers n'en est pas à son premier cycle? Ou faut-il dire que l'énergie était dégradée dès le début de l'univers et que l'entropie était très grande? Par contre, dans le cas d'un véritable commencement de l'explosion primordiale, c'est-à-dire une explosion *vierge* formée de matière neuve, l'entropie doit être minimale, et les galaxies ne se formeraient pas de la même façon. C'est l'état primitif de l'univers de Lemaître<sup>830</sup> tel que conçu en 1931. D'après Tolman<sup>826</sup>, dans le cas d'un univers clos oscillant, l'univers peut évoluer irréversiblement et l'entropie spécifique augmenter indéfiniment. Dans un univers en expansion, l'énergie émise par les objets célestes est utilisée à faire un travail sur la structure de l'espace-temps qui fait que l'univers se dilate. C'est un processus analogue, sur Terre, au refroidissement d'un gaz par expansion adiabatique



dans une enceinte vide, mais l'énergie mécanique qui, dans l'expérience du laboratoire terrestre, est transmise aux murs devient, dans l'application cosmologique, absorbée par les mouvements de l'univers sur une grande échelle et ne peut plus être réutilisée ou transformée. La façon dont les courbes de l'espace-temps divergent, semble révéler le sens du temps. La préférence pour la divergence plutôt que pour la convergence des courbes du monde d'un système n'apparaît plus lorsque le système a été isolé dans une boîte, laquelle empêche l'expansion des photons dans l'espace. Dans ce cas la directionnalité du temps est perdue; l'entropie reste constante.

La direction du temps n'apparaît pas dans les lois fondamentales de la physique. Ces lois sont symétriques par rapport au temps, et sont invariantes sous la transformation  $t \rightarrow -t$  si les équations ne contiennent pas les termes  $\frac{\partial}{\partial t}$ . Par contre, la directionnalité du temps se voit pour quelques particules élémentaires. Par exemple, les kaons ne sont pas *reversibles* par rapport au temps et, pour cette raison, ils forment un lien entre le microscopique et le macroscopique pour la direction du temps<sup>2</sup>. La désintégration d'un kaon neutre établirait une direction microscopique du temps. Le lien cosmologique de cette désintégration se voit dans la façon dont ces kaons se comportent au point singulier d'un univers en expansion<sup>3,1</sup>.

Il existe une autre façon de voir la direction du temps. Considérons le phénomène d'une charge émettant de l'énergie. Le champ électromagnétique entourant la charge est décrit par une solution particulière des équations de Maxwell, qu'on appelle la solution retardée. Cette solution indique une propagation dans la moitié "future" du cône de lumière, tandis que la solution avancée indique une propagation dans le "passé"

du cône et est donc rejetée par l'expérience. Wheeler et Feynman<sup>892</sup> ont reformulé la théorie électromagnétique en termes d'interactions directes entre les charges. Ces interactions peuvent se produire autant pour des temps futurs que pour des temps passés. Mais il se crée une asymétrie dans le temps. Cependant, si on inverse le signe de la coordonnée de temps, une solution *avancée* peut être obtenue. Les principes de la thermodynamique peuvent alors nous faire choisir la solution retardée, et rejeter l'autre solution sur la base qu'elle est improbable. Par contre, Hogarth<sup>891</sup> suggéra que l'asymétrie entre la solution avancée et la solution retardée pourrait être liée à la direction du temps cosmologique. En effet, dans un univers statique, un changement de signe de la coordonnée  $t$  conserve invariant l'univers, mais change les solutions l'une pour l'autre et vice versa. Mais un univers en expansion n'est pas invariant sous cette transformation. Hoyle et Narlikar<sup>893</sup> ont montré que les solutions retardées peuvent être utilisées dans un modèle de l'état stationnaire, et que les solutions avancées satisfont les modèles du *Big Bang*. Si l'approche de Wheeler-Feynman est juste, alors l'observation de la solution retardée serait suffisante pour éliminer toutes les cosmologies évolutionnistes.

### 1.3 LE PRINCIPE COSMOLOGIQUE

Le principe cosmologique peut être exprimé de plusieurs façons. Une définition courante est la suivante: à tout instant, l'univers présente le même aspect sur une région suffisamment grande quel que soit le point où les observations sont faites. Ainsi, à part quelques irrégularités locales, ce principe tient que l'univers présente le même aspect à partir de chaque point et est uniforme sur une grande échelle. Le principe cosmologique postule donc que l'univers est homogène; ainsi deux

régions suffisamment grandes sont semblables dans toutes leurs propriétés physiques. Mais le principe ne dit pas jusqu'à quelle distance une région doit s'étendre pour être appelée suffisamment grande. Est-ce que les régions que couvrent les observations,  $5 \times 10^9$  années-lumières, sont suffisamment grandes? L'ensemble des hypothèses d'homogénéité et d'isotropie de l'univers constituent le principe cosmologique, aussi allons-nous définir ces hypothèses<sup>496, 495, 498</sup>.

Divisons les galaxies se trouvant dans des régions différentes de l'univers en groupes étant à des distances différentes de la Terre. Il faut alors étudier la distribution spatiale des galaxies et se demander s'il y a une sorte d'uniformité dans cette distribution. Il apparaît qu'en moyenne, les galaxies relativement éloignées sont distribuées uniformément dans l'espace et cette distribution est dite homogène. C'est ainsi qu'à partir des observations des amas de galaxies Hubble, Abell et Zwicky conclurent que l'univers était homogène c'est-à-dire que le nombre de galaxies plus brillantes que la luminosité  $L$  s'échelonnent comme  $L^{-3/2}$ .

L'utilisation que l'on fait de l'homogénéité de l'univers doit être regardée comme une simplification mathématique pour obtenir une première approximation. Elle n'est pas appropriée pour l'étude des petits détails.

Maintenant quant à l'isotropie: l'observation de la distribution des galaxies, ou celle du rayonnement de micro-ondes, est, dans l'ensemble, une distribution où aucune région du ciel, aucune direction ne semble être privilégiée. L'hypothèse d'isotropie de l'espace suppose donc que les propriétés générales de l'univers ne dépendent pas de la direction dans laquelle on les observe. Par exemple, la loi de Hubble semble,

en moyenne, juste dans toutes les directions avec le même coefficient de proportionnalité  $H$ . Ainsi l'observation dans des directions différentes de surfaces égales doit donner un nombre de galaxies dans chaque surface, assez proche de celui dans n'importe quelle autre direction.

En plus de l'isotropie du fond extragalactique radio, celle du fond de rayon-X est aussi une évidence partielle de la validité du principe cosmologique. Les sources doivent être isotropiquement distribuées autour de nous puisque l'intensité du fond de rayon-X est très isotropique sur une échelle angulaire de quelques degrés. Par conséquent, soit que la distribution des sources est inhomogène à très grande échelle, mais cependant symétrique autour de notre position, ou alors que la distribution de la source est isotropique dans l'ensemble.

L'isotropie du fond de micro-ondes est généralement accepté comme étant la radiation de corps noir laissée par la boule de feu qui a donné naissance à l'univers d'après le modèle du *Big Bang*. Des arguments de symétrie<sup>4</sup> du principe cosmologique nous portent à croire que cette radiation thermique évolua en même temps que l'univers était en expansion. C'est ainsi qu'il est possible de comprendre son degré d'isotropie. Le principe cosmologique fut aussi énoncé dans le cadre des cosmologies newtonniennes<sup>5,6</sup> par plusieurs cosmologistes. Faisons maintenant quelques remarques à propos de ces deux hypothèses qui forment le principe cosmologique<sup>7,8</sup>.

L'hypothèse d'homogénéité<sup>4,96,495,498</sup>, et aussi celle de l'isotropie, sont implicites dans plusieurs modèles cosmologiques. Ces hypothèses sont d'une idéalisation extrême et douteuse lorsqu'elles sont extrapolées jusqu'à  $R(t)=0$ , pour des états très condensés de la matière.

En principe l'homogénéité initiale de la matière implique que des régions de l'univers n'ayant jamais été connectées causalement, auraient eu, sans raison, la même densité. Il faudrait un phénomène se propageant plus rapidement que la lumière pour obtenir un univers dont la densité serait parfaitement homogène d'un bout à l'autre. De plus, on n'est pas certain à quoi ressemblerait l'univers dans un état de densité élevée. Si une singularité a existé, pourquoi aurait-elle eu lieu simultanément dans toutes les régions de l'espace? L'hypothèse d'une pression nulle faite dans certains modèles cosmologiques, est assez juste pour notre voisinage et à l'instant présent mais, peut-on supposer qu'il en a toujours été ainsi et partout pour les états très condensés de la matière?

L'utilisation que l'on fait d'un système de coordonnées co-mobiles est admissible pour décrire le comportement du fluide universel au temps présent. Mais il est possible que dans un *Big Bang*, des particules jaillissaient avec des vitesses radiales très différentes. De plus, l'introduction de mouvements de rotation ou de distortion soit dans la matière, soit la structure de l'univers, peut entraîner une échelle de temps beaucoup plus longue, et supprimerait même l'apparition de la singularité initiale  $R=0$ ,  $\rho=\infty$ .

Puisqu'aucune influence, aucun signal ne peut se propager plus vite que la lumière, alors comment se fait-il que le rayonnement thermique universel nous apparaisse comme étant le même, avec la même intensité et la même spectre, quelle que soit la direction d'ou il nous parvient? Il y a donc quelque chose de paradoxal entre l'isotropie parfaite du rayonnement et le fait que rien ne puisse aller plus vite que la lumière. En effet, nous recevons le même rayonnement de régions ayant été beaucoup plus éloignées entre elles que la distance parcourue par la

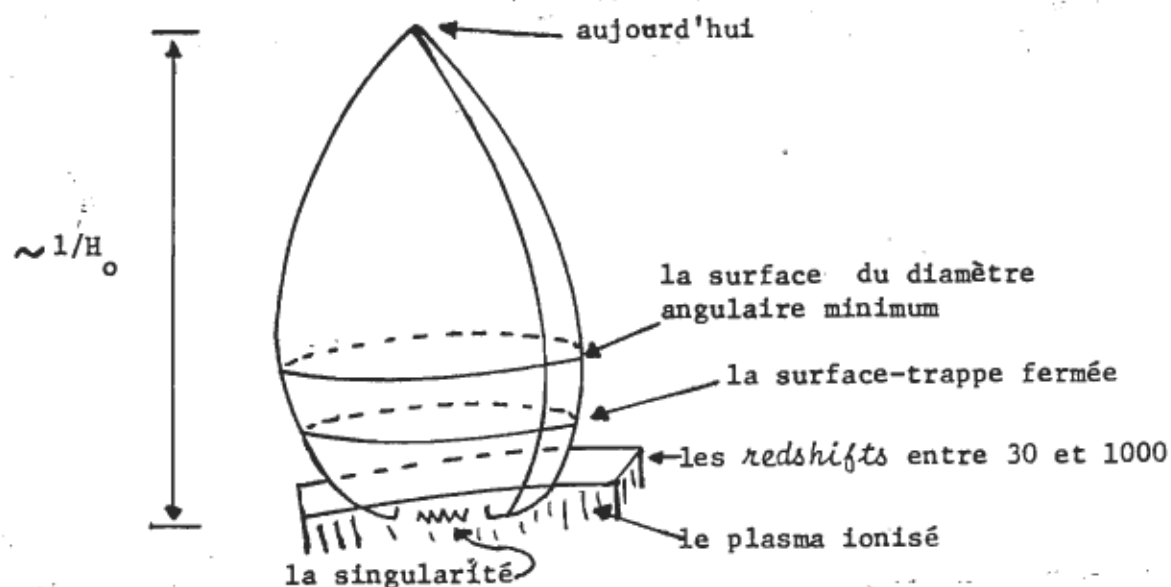
lumière pendant toute la vie de l'univers depuis le moment où ce rayonnement était émis. Le paradoxe est le même que pour la remarque à propos de la densité, comment ces régions sans connexion ont-elles été contraintes à se comporter exactement de la même manière?

#### 1.4 LE PROBLEME DE LA SINGULARITE INITIALE

D'après Lifshitz et Khalatnikov<sup>785</sup>, la solution cosmologique générale de la gravitation ne possède pas nécessairement une singularité par rapport au temps; les singularités physiques apparaissent uniquement dans des situations comportant un grand degré de symétrie<sup>239</sup> comme par exemple la symétrie sphérique ou un univers homogène. Selon eux, il suffirait d'avoir de petits écarts de la symétrie sphérique pour éviter les singularités.

Par contre, les travaux de Penrose sont en désaccord avec ces arguments<sup>778,255</sup>. Il introduisit la notion de "surfaces-trappes" pour définir la matière qui s'est contractée et ayant franchi le rayon gravitationnel  $r=2M$ . Il montra que ces "surfaces-trappes" amènent le développement de singularités. Ce qui veut dire que, même dans une situation générale asymétrique ayant rotation, un rayonnement, et autres, on ne pourrait pas empêcher la formation de singularités dans l'espace-temps. Il y a deux conséquences qui peuvent être déduites à partir des propriétés physiques du *Big Bang* conventionnel qui a  $\Lambda \leq 0$  (voir la section 1.5.2),  $q_0 > 0$ , et le fond cosmique de micro-ondes. Premièrement, on devrait observer un diamètre angulaire minimum pour des sources ayant la même dimension métrique. Deuxièmement, il aurait existé durant les premières phases de l'expansion (voir la section 2.3.1), un plasma ionisé dans tout l'univers; l'existence de ce plasma nous empêche de faire des obser-

vations des ondes optiques et radio pour un *redshift*  $\lesssim 1000$ . Le fait qu'il puisse exister des diamètres angulaires minimums implique l'existence des "surfaces trappes fermées" de Penrose.



**Figure 1.1** Une surface-trappe fermée pour un univers avec une densité faible et pour lequel  $\Lambda=0$ .

Un modèle spatialement homogène mais anisotropique peut faire éviter la singularité initiale s'il contient une rotation et un cisaillement. Raychaudhuri<sup>78</sup> a montré que la singularité pouvait être enlevée en incluant également un tenseur de cisaillement et un vecteur pour le spin local (voir la section 1.8.1). Sa première équation de base montre de quelle façon l'expansion de la matière peut être affectée par le cisaillement, la rotation, la gravitation, et le terme cosmologique. En l'absence de cisaillement et de rotation, l'effet de la gravitation est d'augmenter le taux de l'expansion,  $|\theta|$ , indéfiniment, en même temps que le rayon de l'univers,  $R$ , diminue. Par contre,  $\Lambda$  est relativement petit si  $R \rightarrow 0$ . Ceci reproduit la singularité que l'on rencontre dans les modèles oscillants de Friedmann. Le cisaillement et le spin sont des termes qui peuvent devenir très grands lorsque  $R \rightarrow 0$ . Le terme du cisaillement

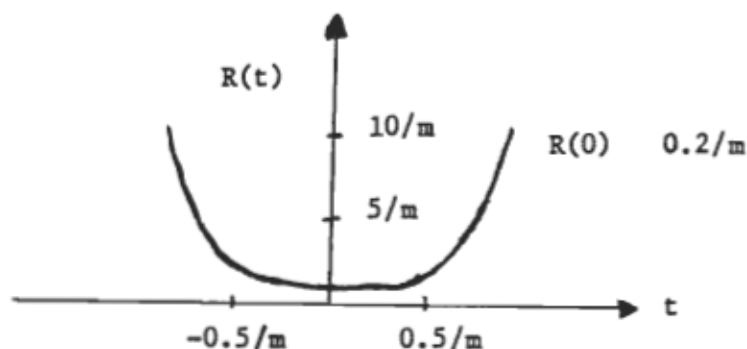
aide à provoquer l'effondrement gravitationnel tandis que la rotation a un effet tout à fait opposé.

Heller, Klimek et Suszycki<sup>767</sup> examinèrent le rôle joué par la viscosité volumique dans la singularité initiale, et montrèrent que la viscosité n'enlève pas automatiquement la singularité. Avec  $k = 1$  et  $\Lambda \leq 0$ , les solutions qu'ils obtinrent sont en accord avec le théorème de Hawking-Penrose sur les singularités. Mais si  $\Lambda$  devient grand, alors il est possible d'éviter la singularité<sup>768,248</sup>.

Les modèles cosmologiques de la relativité générale ont une singularité initiale parce qu'ils sont "incomplets". Le fait d'être "incomplet" n'implique pas nécessairement une infinité dans une variable physique, et n'empêche pas non plus d'étendre le modèle vers le passé<sup>908</sup>. Si on suppose que le fait d'être "incomplet" doit être accompagné d'une singularité dans le paramètre de la densité par exemple, alors on peut utiliser les techniques hamiltoniennes pour étudier la nature de cette région<sup>249</sup>.

La question, à savoir à partir de quel moment la relativité générale classique devient importante près de la singularité, est une question sérieuse en cosmologie. Dans un modèle isotropique, la distance de l'horizon devient égale au rayon de Compton d'une particule élémentaire à un temps de  $10^{-23}$  seconde après la singularité initiale. Il est probable qu'avant ce temps les particules se comportaient comme des particules de champs quantiques. Parker et Fulling<sup>770</sup> ont montré qu'à partir des lois de la mécanique quantique l'on pouvait définir une pression oscillante et qu'ainsi il était possible d'éviter le chaos de la gravitation quantique.





**Figure 1.2** Le modèle sans singularité initiale de Parker-Fulling<sup>770</sup>. Le modèle est isotropique et a une métrique classique. Le modèle décrit un univers rempli par une masse d'un champ magnétique  $m$  ; ce champ produit une pression oscillante qui peut devenir négative et empêcher le rayon d'être nul. Ces effets deviennent importants lorsque  $R(t)$  est de l'ordre de la longueur de Compton  $m^{-1}$ .

Même si on ajoute au lagrangien de la relativité générale des termes additionnels proportionnels à  $R^2$  et à  $R^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$  (voir la section 1.7), il a été montré que les modèles de Friedmann doivent toujours avoir une singularité avec ou sans les effets quantiques.

Belinsky et Khalatnikov<sup>772, 243</sup> analysèrent le problème de la singularité dans certaines cosmologies comme celles de Brans-Dicke et d'Einstein. Ils montrèrent que l'influence de champs scalaire et vectoriel (voir la section 1.8) sur la singularité est comme suit: a) le champ scalaire change la solution générale des équations de la relativité générale en une puissance "monotonement" asymptotique au lieu d'être oscillatoire proche de la singularité, b) le champ vectoriel donne toujours une solution oscillatoire. Davidson et Evans<sup>773</sup> montrèrent par contre que les modèles d'univers newtoniens ne pouvaient pas devenir non-singuliers même si on inclut un cisaillement. Dans la théorie de la gravitation d'Einstein-Cartan, des effets de torsion dans les équations de champs, et l'influence du spin dans la géométrie de l'espace-temps, peuvent faire éviter la singularité. Narlikar<sup>775, 250</sup> a suggéré que le problème des singularités peut

être résolu par la création de matière à l'aide de son champ-C d'énergie négative, ou par des *mini-bangs*.

Sivaram, Sinha, et Lord<sup>776, 247</sup> ont suggéré de se servir d'une constante cosmologique définie de façon à tenir compte de la gravitation forte; ils montrèrent qu'il existe ainsi un rayon minimum de l'univers donné par

$$R = \left( \frac{3GM}{\Lambda c^2} \right)^{1/3} = \left( \frac{3GM^2 \hbar^2}{m_f^2 c^4} \right)^{1/3} \approx 1 \text{ cm}$$

ce qui évite donc les singularités. Ici,  $M$  est la masse totale des  $10^{80}$  baryons dans l'univers; chaque baryon ayant une masse  $\approx 10^{-24}$  gm;  $\Lambda$  est  $(m_f c / \hbar)^2$  et  $m_f c^2 \approx 1500 \text{ MeV}$ . La densité correspondante à  $R = 1 \text{ cm}$  est  $\rho = \Lambda c^2 / 4G \approx 10^{55} \text{ gm/cm}^3$ .

Kasper<sup>788</sup> supposa que la force gravitationnelle d'une source devient plus faible lorsque la densité de la matière devient plus grande qu'une certaine valeur, et devient nulle pour des densités de la matière plus grande qu'une autre valeur. Ceci a comme conséquence de faire éviter la singularité aux modèles d'univers.

En conclusion au problème de la singularité, les travaux de Penrose montrent que des "surfaces-trappes" amènent le développement de singularités. Il est possible d'éliminer ce problème en supposant l'existence d'une anisotropie dans un modèle d'univers. Raychaudhuri montra que le cisaillement pouvait être suffisant à résoudre le problème de la singularité. Parker et Fulling se servent des propriétés de la mécanique quantique et obtiennent une pression oscillante capable de faire éviter la singularité. Il a été montré que les modèles d'univers newtoniens ne pouvaient pas éviter le problème de la singularité initiale, mais qu'il

était possible de l'éviter dans la théorie de la gravitation d'Einstein-Cartan (à l'aide de l'influence d'une torsion et du spin de la géométrie de l'espace-temps). Narlikar évite le problème de la singularité en se servant de son champ-C pour créer de la matière, ou en supposant l'existence de *mini-bangs*. Et finalement, une valeur très grande pour le terme  $\Lambda$ , ou l'emploi de la gravitation forte, ou encore l'hypothèse que la force gravitationnelle d'une source devient nulle pour des densités très hautes, sont toutes des façons de faire éviter la singularité initiale.

## 1.5 LES MODELES COSMOLOGIQUES HOMOGENES ET ISOTROPIQUES DE LA RELATIVITE GENERALE

### 1.5.1 DEFINITION DES RELATIONS FONDAMENTALES COSMOLOGIQUES DE LA RELATIVITE GENERALE.

La théorie de la relativité générale d'Einstein a été appliquée à la recherche de la structure de l'univers. Ses principes de base sont le principe de covariance, le principe d'équivalence, et le principe de Mach. Pour Mach, toutes les masses sont en rapport les unes avec les autres, et participent à la détermination de l'accélération gravitationnelle d'un corps. Ainsi l'inertie est déterminée par la distribution de toutes les masses dans l'univers. Dans son développement de la relativité générale, Einstein proposa comme loi de la gravitation dans l'espace empli de matière

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} = -k T_{ik} \quad (1.1)$$

où  $R_{ik}$  est le tenseur de Ricci,  $R$  la courbure scalaire et  $g_{ik}$  est le tenseur fondamental. Le côté gauche forme un tenseur géométrique et le côté droit,  $T_{ik}$ , est un tenseur contenant la densité, la quantité de mouvement, l'énergie et la pression de la matière;  $k$  est une constante

égale<sup>696,697,698,699</sup> à  $\frac{8\pi G}{c^2}$ . Donc on a essentiellement

$$\text{Géométrie} \longleftrightarrow \text{Matière}$$

Einstein introduisit le terme cosmologique  $\Lambda g_{ik}$  dans les équations de champs:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} - \Lambda g_{ik} = -k T_{ik} \quad (1.2)$$

Ainsi, pour des valeurs positives de  $\Lambda$ , on obtient une solution dans laquelle la densité de la matière est uniforme, l'espace est courbé, sans limite, et délimité. (Le terme cosmologique fut introduit pour qu'existe une solution statique aux équations de champs. Ce terme n'est justifié que par le souci d'obtenir un modèle d'univers qui satisfait le principe de Mach, et fait que l'équation n'a pas de solution dans l'espace vide. Vu que ce résultat n'a pas été atteint, Einstein lui-même rejeta ce terme par la suite.)

A partir du système tensoriel  $T_{ik}$ , il est possible d'obtenir un tenseur impulsion-énergie obéissant à la loi de conservation suivante:

$$\frac{\partial T_{ik}}{\partial x^k} = 0 \quad (1.3)$$

Pour un fluide parfait, les composantes contrevariantes du tenseur impulsion-énergie sont

$$T_0^1 = T_0^2 = T_0^3 = \rho_0, \quad T_0^4 = \rho_0, \quad (1.4)$$

$$\frac{\rho_0}{c^2}$$

Ainsi, dans les cas d'un nuage de "poussière", d'un gaz de molécules, ou d'un gaz de photons, on aura

$$T^{ik} = \left( \rho_0 - \frac{p_0}{c^2} \right) v^i v^k - \frac{p_0}{c^2} g^{ik} \quad (1.5)$$

où  $p_0$  et  $\rho_0$  sont évalués dans un système de coordonnées propres et comobiles, et les  $v^i, v^k$  représentent les composantes de la vitesse du fluide.

Lorsqu'Einstein eut établi sa loi de la gravitation, quelques vérifications expérimentales furent prévues par la suite afin de démontrer sa validité. Ces vérifications sont :

- 1) La déviation de la lumière par les masses de matière,
- 2) Un mouvement de précession des périhéliés d'orbites,
- 3) Un ralentissement des horloges par les champs de gravitation.
- 4) L'expansion de l'univers.

Décrivons maintenant brièvement les modèles cosmologiques pouvant être obtenus à partir des équations de la relativité générale. Ils peuvent être divisés en modèles non-statiques et en modèles statiques.

Les modèles cosmologiques non-statiques relativistes comprennent les modèles à la fois homogènes et isotropiques, les modèles de Godel, les modèles non-isotropiques, et les modèles non-homogènes. Présentons en premier, les modèles homogènes et isotropiques.

Dans ces modèles homogènes et isotropiques, le contenu matériel de l'univers, c'est-à-dire les amas de galaxies, est représenté par un fluide continu et parfait. C'est le principe cosmologique qui sert de base à ces modèles. Comme l'a formulé Robertson, "en l'absence d'irrégularités, le monde n'offre aucune borne qui nous permette de distinguer entre événements simultanés ou directions spatiales"<sup>826</sup>. La métrique qui est utilisée généralement dans les modèles non-statiques est celle de

Robertson-Walker:

$$ds^2 = - R(t)^2 \left( \frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right) + c^2 dt^2 \quad (1.6)$$

dans laquelle  $R(t)$  désigne le rayon de l'univers.

Ainsi avec la métrique de Robertson-Walker, il est possible de postuler trois familles d'univers suivant la valeur donnée à  $k$ , et, chacune de ces familles peut ensuite être développée en différents modèles d'univers suivant la valeur donnée à  $\Lambda$ . Le premier cas donne les modèles euclidiens ou cylindriques avec  $k=0$ ; le deuxième cas donne les modèles elliptiques avec  $k=1$ , lesquels représentent un espace "fini", fermé mais non borné; le troisième cas donne les modèles hyperboliques avec  $k=-1$ , lesquels correspondent à des espaces ouverts et infinis, tout comme les modèles euclidiens.

Introduisons maintenant les conditions de comobilité du système de coordonnées  $r, \theta, \phi$  par rapport aux galaxies

$$\frac{dr}{ds} = \frac{d\theta}{ds} = \frac{d\phi}{ds} = 0 \quad (1.7)$$

(Les coordonnées comobiles veulent dire que pour un observateur à l'origine  $r=0$ , une galaxie aura les coordonnées  $r, \theta, \phi$  constantes. Ainsi, dans chaque direction d'observation  $\phi = \phi_0, \theta = \theta_0$ , les galaxies qui s'y trouvent auront chacune une coordonnée radiale  $r$  constante). Afin de calculer la fonction  $R(t)$ , il faut se servir de la métrique de Robertson-Walker et des équations d'Einstein. Il est ainsi possible d'obtenir les équations différentielles suivantes:

$$\frac{8\pi G \rho}{c^2} = - \frac{2\ddot{R}}{R} - \frac{\dot{R}^2}{R^2} - \frac{k c^2}{R} + \Lambda \quad (1.8)$$

$$8\pi G p = \frac{3}{R^2} (\dot{R}^2 + k c^2) - \Lambda \quad (1.9)$$

A partir de ces équations, la relation thermodynamique de conservation de masse-énergie peut être obtenue:

$$\frac{d}{dt}(R^3 \rho) + \frac{p}{c^2} \frac{d}{dt}(R^3) = 0 \quad (1.10)$$

Cette equation permet d'obtenir trois cas physiques suivants:

1) Des univers ayant des propriétés stationnaires, ce qui exigera

$$R^3 \frac{d\rho}{dR} = \text{cte} = A \quad (1.11a)$$

2) Un univers rempli de matière comme celui dans lequel nous vivons, c'est-à-dire contenant un gaz de galaxies à pression nulle:

$$p = 0, \text{ ce qui mène à } \rho R^3 = \text{cte}. \quad (1.11b)$$

3) Un univers rempli de radiation seulement comme qui avait pu exister au début du *Big Bang*. Alors avec

$$p = \frac{\rho c^2}{3}, \text{ et } \rho = \frac{a T^4}{c^2} \quad (1.10)$$

permet comme solution

$$T.R = \text{cte} \quad (1.12)$$

Nous allons maintenant décrire chacune de ces familles d'univers.

### 1.5.2 DESCRIPTION DES MODELES OBTENUS A PARTIR DE LA METRIQUE DE ROBERTSON-WALKER.

Les équations 1.11 et 1.12 décrivent des relations entre le rayon  $R$  de l'univers et une autre variable physique. Pour connaître l'évolution de l'univers, il faut cependant connaître la dépendance de  $R$  selon le temps cosmique. C'est ce qui est fait dans cette section,

avec comme point de départ l'équation 1.9. Nous allons voir que nous pouvons avoir des univers oscillants, ou des univers en expansion monotone.

Pour les modèles elliptiques ayant  $k = 1$ , l'équation (1.9) devient

$$\frac{dR}{dt} = \left( \frac{8\pi G \rho R^2}{3} - c^2 + \frac{\Lambda R^2}{3} \right)^{1/2} \quad (1.13)$$

Définissons le point E, du modèle en équilibre de l'univers d'Einstein, par  $R = R_E$  et  $\Lambda = \Lambda_E$ . Alors, on a les cas suivants:

1) Le modèle à expansion monotone et à explosion primordiale. Ce modèle, pour lequel  $\Lambda > \Lambda_E$ , est le type  $M_1$  sur la figure (1.3), et commence avec un point singulier à  $R = 0$ , pour ensuite être en expansion jusqu'à l'infini.

2) Le cas  $\Lambda = \Lambda_E$  peut être représenté par les courbes  $M_3$ , qui est semblable à  $M_1$ , sans point d'inflexion, ou par  $A_1$  ou  $A_2$ ; ces deux derniers modèles dépendent de la valeur de  $R$ . Si  $R < R_E$ , alors le modèle tend asymptotiquement vers le modèle statique d'Einstein ( $A_1$ ). Mais si  $R > R_E$ , c'est une expansion monotone ( $A_2$ ).

3) Le cas  $0 < \Lambda < \Lambda_E$  permet le modèle oscillant de type  $O_1$  avec un point singulier, le modèle à expansion monotone  $M_2$  avec la condition  $R_2 < R < \infty$ , et finalement, le modèle de type  $O_2$  qui oscille entre  $R_3$  et  $R_4$  sans être un modèle explosif.

4) Le cas  $\Lambda \leq 0$  est aussi un modèle oscillant  $O_1$  avec explosion primordiale à partir d'un point singulier.



On remarque que les modèles  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $A_2$ , tendent vers l'état d'un vide lorsque  $R$  tend vers l'infini. Les modèles  $O_1$ ,  $A_1$ , et  $M_1$  et  $M_3$  contiennent le point singulier  $R = 0$  et sont des modèles à explosion primordiale précédant la phase d'expansion. Les observations tendent à rejeter les modèles  $O_2$ ,  $M_2$ , ou  $A_2$  et aussi les modèles stationnaires. De plus, l'étude du champ de gravitation dans le système solaire suggère l'hypothèse d'une constante cosmologique nulle et, par conséquent, le modèle elliptique oscillant du type  $O_1$  à explosion primordiale devient un modèle de choix pour représenter l'univers. Par contre, il y a d'autres observations dont il faut tenir compte et que l'on étudiera dans le chapitre des observations.

Pour les modèles euclidiens avec  $k = 0$ , l'équation (1.9) donne

$$\frac{dR}{dt} = \left( \frac{8\pi G \rho R^2}{3} + \frac{\Lambda R^2}{3} \right)^{1/2} \quad (1.14)$$

et pour les modèles hyperboliques avec  $k = -1$ ,

$$\frac{dR}{dt} = \left( \frac{8\pi G \rho R^2}{3} + c^2 + \frac{\Lambda R^2}{3} \right)^{1/2} \quad (1.15)$$

Dans les deux familles, il y a trois cas possibles: le cas où  $\Lambda > 0$ , qui donne le modèle à expansion monotone de type  $M_1$  avec explosion primordiale; le cas où  $\Lambda = 0$ , qui force une expansion monotone de type à explosion primordiale mais sans point d'inflexion; et le cas où  $\Lambda < 0$ , représenté par le modèle oscillant  $O_1$  à explosion primordiale.

En résumé, l'hypothèse  $\Lambda = 0$  nous donne des modèles avec une explosion primordiale de type  $O_1$ , oscillant, lesquels représentent le cas des modèles elliptiques; et également de type  $M_1$  sans inflexion pour les cas des modèles euclidiens et hyperboliques. Les modèles de Friedmann qui forment une des familles les plus importantes de modèles, sup-

posent  $\Lambda = 0$  ( et aussi, qui supposent, en général, une pression nulle). Ces modèles sont examinés dans la section suivante. Plusieurs de ces modèles ont été développés indépendamment par plusieurs cosmologistes et sont, pour quelques-uns d'entre eux, toujours utilisés aujourd'hui pour représenter l'univers de façon approximative. Ils sont donc assez importants et vont être décrits avec un peu plus de détails dans les sections qui suivent.

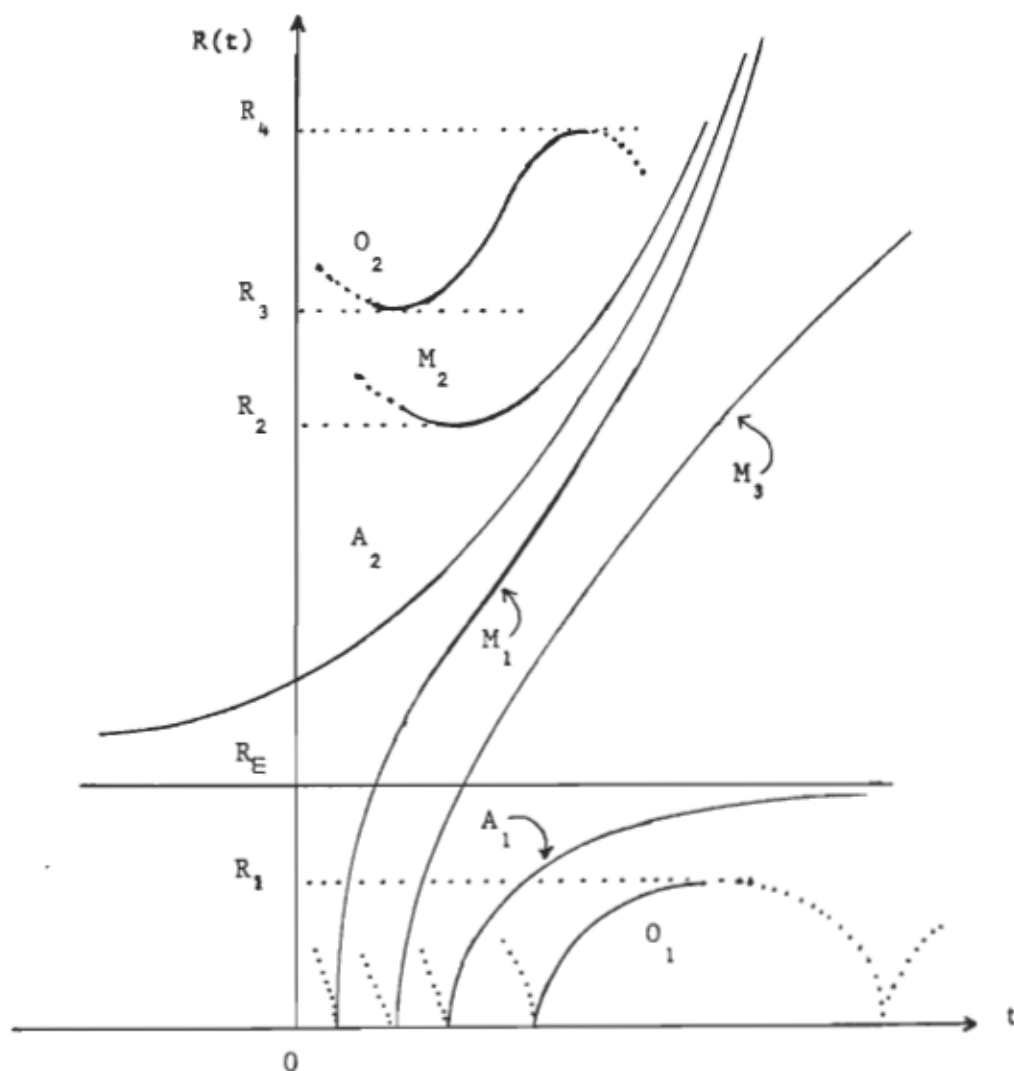


Figure 1.3 Les modèles cosmologiques non-statiques relativistes comme obtenus par Tolman<sup>826</sup>.

### 1.5.3 LES MODELES COSMOLOGIQUES DE FRIEDMANN AVEC $P = 0$ ET $\Lambda = 0$

Vers le début de 1922, A. Friedmann calcula des solutions aux équations relativistes qui donnèrent des modèles d'univers en expansion. Il montra que les équations relativistes d'Einstein 1.8 et 1.9, peuvent être simplifiées à un système de deux équations différentielles qui admettent une infinité de solutions, une pour chaque valeur de  $k$  et de  $\Lambda$ . Ces solutions sont appelées spatialement ouvertes ou spatialement fermées.

Pour représenter les molécules du gaz emplissant l'univers, Friedmann introduisit l'équation d'état  $p = 0$ , qui est une bonne approximation de notre univers actuel car les galaxies qui renferment, cette matière ont des vitesses aléatoires très petites. Le fluide de galaxies se comporte donc comme un fluide de "poussières" et la radiation  $y$  est négligeable. Les modèles de Friedmann qui correspondent à  $\Lambda = 0$  et  $p = 0$ , font réduire les équations (1.8) et (1.9) à

$$2 \frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} = - \frac{k c^2}{R^2} \quad (1.16)$$

$$\frac{\dot{R}^2}{R^2} - \frac{8\pi G \rho}{3} = - \frac{k c^2}{R^2} \quad (1.17)$$

à partir desquelles on obtient

$$2 \frac{\ddot{R}}{R} = - \frac{8\pi G \rho}{3} \quad (1.18)$$

Les équations (1.16)

et (1.17) conduisent à une simple équation différentielle pour  $R(t)$  :

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{8\pi G A}{3R^2} - k c^2} \quad (1.19)$$

Les solutions de cette équation sont illustrées à la figure 1.4. Ces solutions sont appelées les modèles standards. Les modèles du *Big Bang chaud* sont de cette espèce<sup>809</sup>. Le rayon maximum des modèles est donnée par

$$R_m = \frac{8 G_0 \pi R_0^3(t_0)}{3c^2} = \frac{2 q_0 c}{H_0 |2q_0 - 1|^{3/2}} \quad (k \neq 0) \quad (1.20)$$

$$R_m = \frac{R_0^3(t_0) H_0^2}{c^2} \quad (k=0) \quad (1.21)$$

Ce point est indiqué sur la figure (1.4).

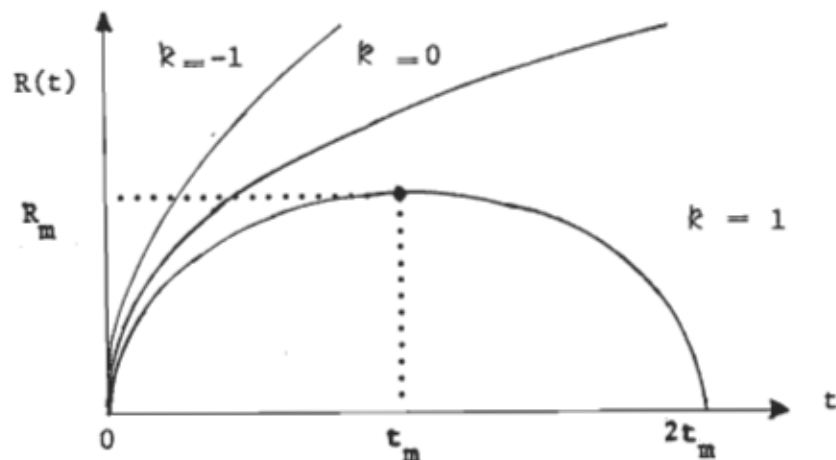


Figure 1.4 Les modèles cosmologiques de Friedmann avec  $p = 0$  et  $\Lambda = 0$ . Le cas "plat"  $k = 0$  et le cas hyperbolique  $k = -1$  sont en expansion pour toujours.

Mentionnons que les modèles cosmologiques *standards* sont très semblables à ceux représentés dans la figure (1.4). Ce sont des modèles relativistes homogène et isotropique sur une grande échelle. La relativité générale dans sa forme non-modifiée (c'est-à-dire sans la constante cosmologique, et sans composante scalaire de Brans-Dicke-Jordan) est acceptée comme la

théorie vrai de la gravitation. On appelle ces modèles *standards*, le modèle du *Big Bang chaud*<sup>809</sup>. L'équation (1.19) définit l'évolution de ces modèles. Remarquons que dans la figure 1.4,  $k = 1$  est typique des solutions  $k > 0$ , et  $k = -1$  est typique des solutions  $k < 0$ .

Si on prend  $H_0 = (55 \pm 7) \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} = \frac{(1 \pm 0.1)}{1.8 \times 10^{10}} \text{ années}$ , le rayon de l'univers fermé,  $k = 1$ , est  $R_m \approx \frac{2c}{H_0} = 3.6 \times 10^{10} \text{ années-lumières}$  pour  $q_0 = 1$ . Calculons l'âge présent de l'univers pour différentes valeurs de  $k$  et de  $q_0$ . Si  $q_0 = 1/2$ , alors l'âge "présent" de l'univers est  $t_0 = 2/3H_0 = 1.2 \times 10^{10} \text{ années}$ . Si on suppose que la densité de la matière "présente" est vraiment égale à la densité  $\rho_{\text{gal}}$ . (voir le chapitre des observations) des galaxies, alors on obtient  $q_0$  comme suit

$$\rho_0 = \frac{3 q_0 H_0^2}{4\pi G} = 1.1 \times 10^{-29} \text{ g/cm}^3 \approx 40 \rho_{\text{gal}}. \quad (1.22)$$

et donc  $q_0 \approx 0.025$ . L'univers serait alors ouvert avec  $k = -1$  et son âge serait  $t_0 \approx 1/H_0 = 1.8 \times 10^{10} \text{ années}$ . Ces trois valeurs pour l'âge de l'univers ne sont pas contredites par les observations et, par conséquent, les trois modèles sont valables. Si  $q_0$  était 0.025, alors  $\rho = \rho_{\text{gal}}$ , et il n'y aurait pas de "masse manquante".

En substituant  $H_0 = \dot{R}/R$  et  $q_0 = -\ddot{R}R/\dot{R}^2 = -\ddot{R}/R\dot{H}_0^2$  dans les équations (1.16) et (1.17), on obtient

$$\frac{k c^2}{R^2} = H_0^2 (2q_0 - 1) \quad (1.23)$$

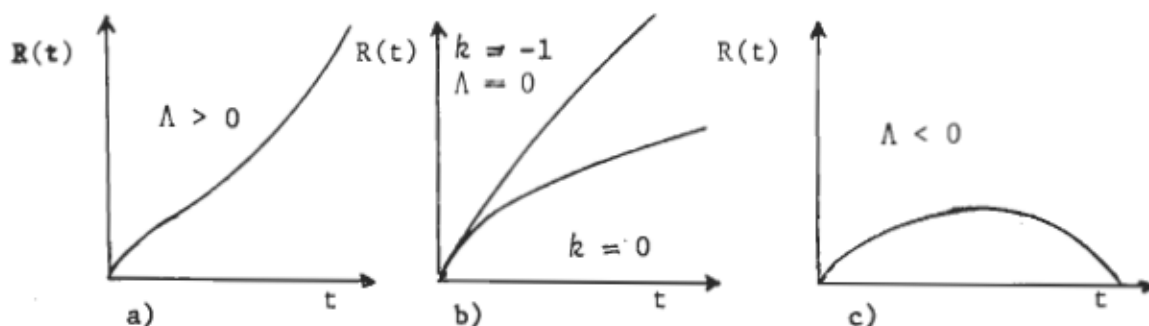
ce qui montre que la constante  $k$  doit prendre le signe de  $2q_0 - 1$ . Ainsi, pour  $q_0 > 1/2$ ,  $k$  sera  $> 0$  et donc on obtient le modèle elliptique; pour  $q_0 = 1/2$  on obtient  $k = 0$ , et le modèle est euclidien; et pour  $q_0 < 1/2$ ,  $k$  devient  $< 0$ , donc  $k = -1$ , et le modèle est hyperbolique. La décélération

apparaît donc comme un critère permettant de distinguer entre les modèles de Friedmann.

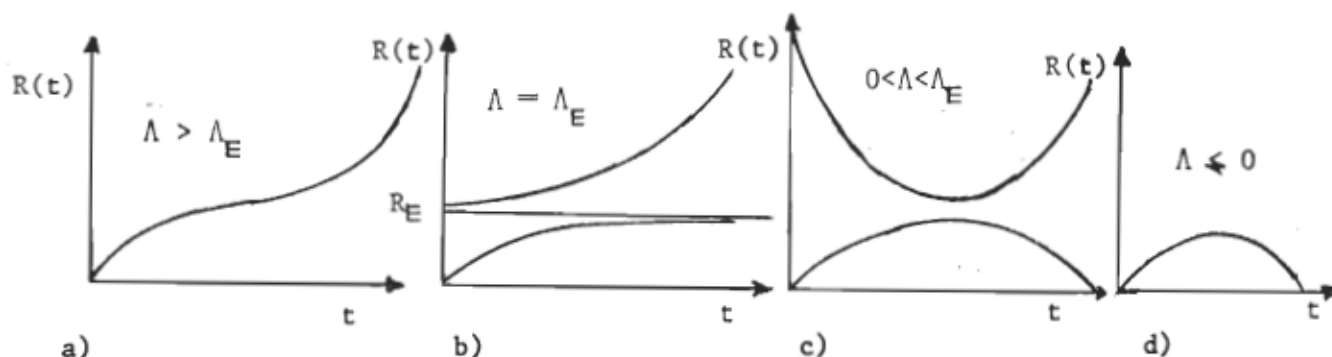
Les modèles de Friedmann ont été décrits dans plusieurs ouvrages<sup>826, 829</sup>. Les figures (1.5) et (1.6) montrent la façon dont ces modèles évoluent pour toutes les valeurs de  $\Lambda$ . Leurs propriétés physiques importantes sont données dans le tableau 1.1 sans qu'elles soient démontrées. (Dans le tableau 1.1,  $M$  est la masse de l'univers, et  $\sigma_0 = \rho_0/2\rho_{\text{Eds}}$  où  $\rho_{\text{Eds}}$  est la densité dans le modèle Einstein-de Sitter et  $\rho_0 = 3q_0 H_0^2/4\pi G$ .)

Tableau 1.1 Les solutions  $R(t)$  pour des modèles relativistes, pour celui de Milne et celui de l'état stationnaire.

| modèle  | $M$   | $\Lambda$ | $k$ | $q_0$         | $\sigma_0$    | $R(t)$   | Section                        |
|---|-------|-----------|-----|---------------|---------------|--|--------------------------------|
| Einstein  | $> 0$ | $> 0$     | 1   | $> 0$         | $> 0$         | $R = \text{cte}$   | page 50                        |
| Milne   | 0     | 0         | -1  | 0             | 0             | $R = c \cdot t$  | 1.10.4                         |
| Friedmann<br>a) ouvert                            | $> 0$ | 0         | -1  | $> 0$         | $> 0$         | $R = (\frac{3}{2} GM)^{1/3} \cdot t^{2/3} \rightarrow c \cdot t$ | 1.5.3                          |
| b) fermé  | $> 0$ | 0         | 1   | $> 0$         | $> 0$         | oscillant  | 1.5.3                          |
| c) fermé et<br>avec<br>$P = \frac{1}{3} \rho c^2$ | $> 0$ |           |     |               |               | $R \propto t^{1/2} \longrightarrow t^{2/3}$                      | 1.5.1                          |
| Einstein-<br>de Sitter                            | $> 0$ | 0         | 0   | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $R = \frac{3}{2} (GM)^{1/3} \cdot t^{2/3}$                       | 1.5.4                          |
| de Sitter   | 0     | $> 0$     | 0   | -1            | 0             | $R = R_0 \exp(t-t_0)/T$<br>$T = (3/\Lambda)^{1/3}$               | les pages<br>61 et 64<br>1.5.5 |
| stationnaire                                      |       |           | -1  |               |               | $R = R_0 \exp(t-t_0)/T$  | 1.6.5                          |



**Figure 1.5** Modèles hyperboliques et euclidiens avec  $k = -1$  et  $k = 0$ . La courbe a) est du type  $M_1$  à expansion monotone et explosion primordiale; la courbe b) est comme a) mais sans inflexion; la courbe c) est de type  $O_1$  à explosion primordiale.



**Figure 1.6** Modèles elliptiques avec  $k = 1$ . La courbe a) correspond au modèles de Lemaître. C'est le modèle de type  $M_1$  à expansion monotone et à explosion primordiale. La courbe b) est dû à la racine double de l'équation (1.13); la solution statique  $R = R_E$  est le modèle d'Einstein; la solution  $R < R_E$  est du type  $A_1$  à expansion monotone et quitte  $R = 0$  de façon explosive; la solution  $R > R_E$  est de type  $A_2$  et quitte asymptotiquement l'univers d'Einstein pour ensuite suivre une expansion monotone indéfinie, et est le modèle d'Eddington-Lemaître. La courbe c) n'est pas complète, mais la figure 1.1 donne plus de détails; la partie la plus populaire est celle avec  $0 < R < R_1$  et est le modèle oscillant de type  $O_1$ . La courbe d) est aussi un modèle oscillant avec explosion primordiale,  $O_1$ .

#### 1.5.4 LES MODELES D'EINSTEIN - de SITTER ( $K = 0$ , $\Lambda = 0$ ), AVEC UNE EXPLOSION PRIMORDIALE ET UNE EXPANSION MONOTONE

Lorsque  $k = 0$ , les modèles sont "plats", "ouverts", et spatialement infinis. Le cas particulier d'Einstein-de Sitter est obtenu si on a à la fois  $k = 0$  et  $\Lambda = 0$ . A partir des équations (1.8) et (1.9), la densité moyenne et la pression se réduisent à

$$8\pi G\rho = \frac{3}{R^2} \dot{R}^2 \quad (1.24)$$

$$\frac{8\pi G\rho}{c^2} = - \left( 2 \frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} \right) \quad (1.25)$$

L'équation (1.25) montre que  $\ddot{R}$  doit toujours être négatif pour que la pression soit positive. Si la pression est négligeable, alors on obtient

$$\frac{2}{R} \ddot{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} = 0 \quad (1.26)$$

La solution de l'équation (1.26) est  $R = \text{cte. } t^{2/3}$ , est illustrée à la figure 1.7 (la cte =  $(6\pi G\rho R^3)^{1/3}$  avec  $\rho R^3 = \text{cte}$  de l'équation 1.11b). Il en résulte donc  $\dot{R}/R = 2/3t = H_0 = \text{cte}$  de Hubble. La densité moyenne de la matière dans ce modèle (Einstein-de Sitter) est  $\rho = 1/6\pi Gt^2$ . Cette relation contient une singularité à  $t = 0$ .

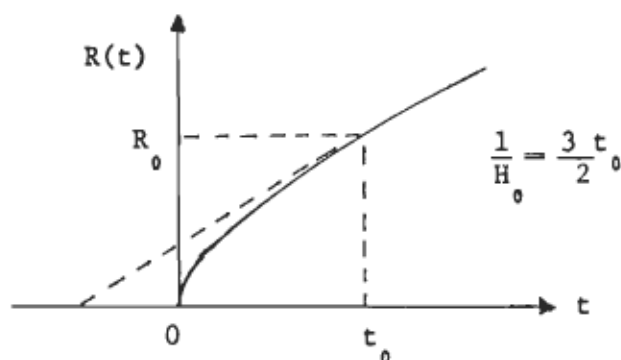


Figure 1.7 Le modèle d'Einstein-de Sitter avec  $p = 0$ ,  $k = 0$ , et  $\Lambda = 0$ .



L'évolution d'un modèle chaud d'Einstein-de Sitter a été obtenue par Sachs<sup>15</sup>; ses équations de base sont l'équation (1.10) et  $S = S(t_E) \times (R_E/R)^3$ . L'incertitude la plus grande dans le modèle est, d'après Sachs, dans l'intervalle où  $t > 10^{-23}$  s. mais moins que  $10^{-4}$  s., et est dû à un manque de connaissance de la physique hadronique. A ce point, il serait possible de supposer l'existence d'un nombre limité de particules élémentaires comme les gravitons, les photons, les électrons et les positrons, les neutrinos, les muons, et les quarks. Alors, le mélange se comporte comme un gaz en équilibre thermique avec  $p = \frac{1}{3} \rho$  durant cette époque, et atteint des températures de l'ordre de  $10^{12}$  K. Il est aussi possible de représenter les particules par un spectre d'Hagedorn, dans lequel, le nombre  $V(m)$  des espèces de particules dans l'intervalle de la masse au repos  $dm$  avec une masse au repos  $m$ , est donné par

$$V(m) \propto m^{-B} \exp\left(-\frac{m}{KT_H}\right) \quad (1.27)$$

( $K$  est la constante de Boltzmann)

où  $B$  est environ égal à 3, et la température d'Hagedorn  $T_H$  est un peu moins que  $2 \times 10^{11}$  K. La contribution importante à la densité d'énergie est dû aux particules avec des masses extrêmement lourdes;  $\frac{p}{\rho} \rightarrow 0$  à mesure que l'on recule dans le passé  $T \rightarrow T_H$ . Il supposa ensuite que l'univers fut initialement dans un état d'équilibre thermique à  $T = 10^{11}$  K et que le mélange était un gaz avec  $p = \frac{1}{3} \rho$ , et  $R \propto t^{1/2}$ . Ainsi, le temps initial a pu être calculé comme suit

$$t_0 = \left(\frac{4\rho_1}{3}\right)^{-1/2} = \left(6 \cdot a \cdot T_1^4\right)^{-1/2} \approx 10^{-2} \text{ s.}$$

( $a = 4\sigma/c$ ,  $\sigma$  = la cte de Stefan-Boltzmann)

mais pour une température plus basse que  $10^{11}$  K, l'échelle de temps devient  $t \approx (6aT^4)^{-1/2} \approx (T/10^{10})^{-2}$ . La contribution des neutrinos est donnée par

$$\rho_v = \frac{7}{4} a \left( \frac{T_1 R_1}{R} \right)^4, \quad p_v = \frac{1}{3} \rho_v$$

et celle des protons et des neutrons est  $\rho \approx b(t_0) m_p (R_0/R)^3$ ,  $p = 0$  ; ils n'exercent aucune influence sur la géométrie jusqu'à ce que  $R \geq 10^{-5} R_1 \approx 10^5 R_0$ , mais sont dominants après que ce rayon fut dépassé. A une température d'environ  $5 \times 10^9$  K, les électrons et les positrons s'annihilèrent tout en transférant leur énergie aux photons. Au début de ce processus,  $p = \frac{1}{3} \rho \Rightarrow \rho \propto R^{-4}$ . La température finale des photons est donnée par  $T = \frac{T_0 R_0}{R} \approx 1.4 \frac{T_1 R_1}{R}$ . Il est aussi possible d'obtenir  $R(t)$  en intégrant  $\rho = 3 \left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2$ . Ce modèle prédit la formation de l'hélium.

#### 1.5.5 LES MODELES COSMOLOGIQUES DE FRIEDMANN AVEC $p = 0$ ET $\Lambda \neq 0$

L'équation de  $R(t)$  de ces modèles est obtenue à partir des équations générales de champ d'Einstein, et, on peut montrer, qu' à partir de l'équation (1.9), les relations suivantes peuvent être obtenues

$$\Lambda = 4\pi G \rho_0 - 3 q_0 H_0^2 \quad (1.29)$$

$$k = \frac{R^2(t)_0}{c^2} \left[ 4\pi G \rho_0 - H_0^2 (q_0 + 1) \right] \quad (1.30)$$

ainsi on aurait  $\Lambda = (-0.91 \pm 0.93) \times 10^{-20}$  années<sup>-2</sup> et  $k = -1$ . Ces valeurs indiquent une attraction cosmique, et aussi un univers ouvert. Mais si on prenait  $k = 0$ , les univers auraient un espace plat et commenceraient tous à partir d'un état condensé,  $R = 0$ , et les équations (1.29) et (1.30) donneraient

$$\Lambda = H_0^2 (1 - 2 q_0) = 3 H_0^2 - 8\pi G \rho_0 \quad (1.31)$$

Ainsi, pour  $q_0 = 1$ ,  $\Lambda = -H_0^2$ , l'univers va se contracter et son âge est alors  $t_0 \approx 0.6/H_0 \approx 1.1 \times 10^{10}$  années. Lorsque l'on suppose  $\rho \approx \rho_{gal}$ .

l'équation (1.31) donne la valeur  $\Lambda = 2.9 H_0^2$ , laquelle correspond à un univers en expansion pour toujours et ayant un âge égal à  $t_0 = 1.5/H_0 = 2.7 \times 10^{10}$  années. Par contre, si  $\Lambda < 0$ ,  $\rho = 0$ ,  $k = -1$ ,  $q_0 > 0$ , alors l'âge de l'univers est  $t_0 = 0.8/H_0 = 1.4 \times 10^{10}$  années.

1.5.6 LE MODELE A LA FOIS COSMOLOGIQUE ET COSMOGONIQUE DE L'ATOME PRIMORDIAL DE LEMAITRE (  $\Lambda > \Lambda_E$ ,  $k = 1$  ) : ELLIPTIQUE ET A EXPANSION MONOTONE (LE BIG BANG CHAUD)

L'atome primordial de Lemaître est une hypothèse cosmogonique dans laquelle l'univers "présent" est le résultat de la désintégration radioactive d'un "supertome". Lors de l'explosion, l'entropie augmenta, l'atome exista pendant un temps très court car il était instable. Lorsque le volume commença à augmenter, les fragments emplirent l'espace rapidement et uniformément. Tous les éléments furent présents. Le commencement de l'espace a marqué le commencement du temps. L'expansion s'est faite en 4 phases:

- 1) L'origine de la matière est un atome unique qui se désagrégea de façon explosive en formant des fragments.
- 2) Les fragments se séparèrent les uns des autres avec de grandes vitesses. Ces vitesses sont ralenties progressivement par la force de la gravitation, qui l'emporta sur la répulsion cosmique (donc  $\ddot{R} < 0$ ).
- 3) La période d'expansion rapide est suivie par une période de ralentissement où la densité atteint la valeur d'équilibre; c'est la période de stagnation ( $\ddot{R} \sim 0$ ).
- 4) La répulsion l'emporte sur l'attraction et l'expansion reprend à un rythme accéléré ( $\ddot{R} > 0$ ), sauf dans des régions exceptionnelles par

leurs vitesses et leurs densités qui se sont attardées dans l'état d'équilibre et constituent les amas de galaxies actuels.

La figure (1.8) montre le modèle de Lemaître tel qu'il l'avait conçu en 1927. Il ne s'agit pas ici d'un nuage se condensant lentement. L'expansion rapide de la nébuleuse primitive ressemble plutôt à de la fumée dispersée par quelque colossale explosion ayant dispersé en même temps que l'espace la matière primitivement condensée. La matière toute neuve était spontanément radioactive et se désagrégeait en atomes de plus en plus légers. La nébuleuse primitive serait formée des fragments de l'atome primitif qui se brisa à la façon de l'uranium. La désintégration radioactive aurait donné lieu, par une cascade de décomposition successive, aux atomes plus ou moins stables qui subsistent aujourd'hui.

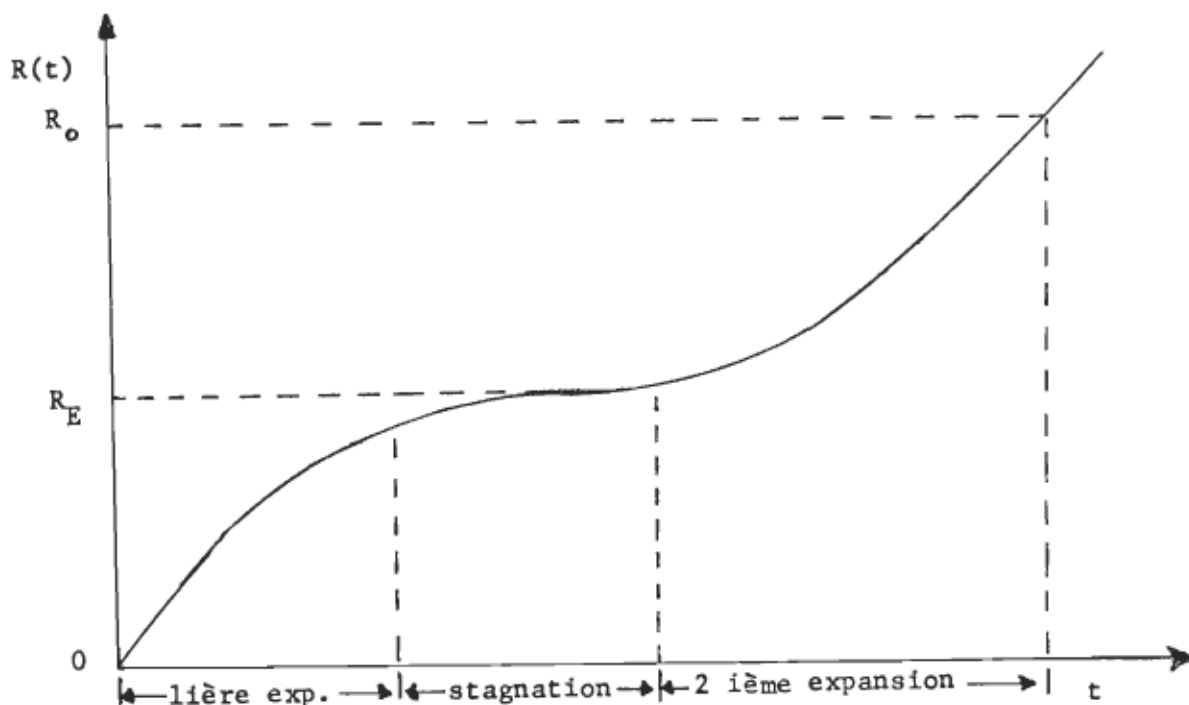


Figure 1.8 Le modèle cosmologique et cosmogonique de Lemaître.

La durée de la stagnation varie beaucoup avec le choix de  $\lambda > \lambda_E$

$$\lambda_E = \frac{1}{R_E} = \frac{2}{\pi c^2} \frac{GM}{R_E^3} \quad (1.32)$$

Lemaître se demanda si le moment où le rayon de l'espace  $R=0$ , était vraiment le commencement de l'existence de la matière ou si, au contraire, l'espace aurait subi une sorte de rebondissement, l'expansion actuelle ayant été précédée par une contraction antérieure (Lemaître l'appela l'univers "phénix"). Il pourrait y avoir une grande différence entre la matière dans un univers qui vient d'une nouvelle expansion, et la matière lésée qui a déjà servi antérieurement, et qui entre en expansion par la suite. Dans le cas d'un univers "vierge", le commencement du monde est un état d'entropie minimale, un état où l'énergie n'existe qu'en un nombre petit de quanta. Toujours d'après Lemaître, la phase de stagnation est la phase d'équilibre d'Einstein. L'univers était alors en équilibre instable et devait ou se contracter, ou se dilater. Il s'est produit des fluctuations locales à partir desquelles les galaxies se sont formées. Des régions plus étendues sont demeurées en équilibre et formèrent des amas de galaxies. Ces régions auraient conservé la densité moyenne qui régnait alors dans tout l'univers.

Lemaître admet que les innombrables "nuées" de matière diffuse qui formeront une galaxie, préexistent sous forme de gaz, de poussière et de météorites animés de grandes vitesses et qu'elles se condensent et s'agglomèrent en étoiles à la faveur de chocs ayant lieu entre les nuées, chocs qui leur communiquent une température élevée. En accord avec Jeans, les étoiles seraient nées de galaxies gazeuses en quelques milliards d'années. Parce que la densité de matière était trop petite durant l'état d'équilibre, la répulsion cosmique l'emporta sur l'attraction newtonienne.

Si les amas de galaxies occupent réellement des fragments d'es-

pace attardés dans l'état d'équilibre de l'univers d'Einstein, ils doivent présenter un aspect chaotique (sans structure). Zwicky montra par une étude statistique que la distribution des galaxies dans ces amas était fortement concentrée et semblable à celle des molécules dans une grande masse gazeuse isolée, c'est-à-dire qu'elle correspondait à un équilibre statistique. Un tel équilibre demande un temps excessivement long pour se réaliser. Ces amas constituent, non des ensembles chaotiques, où les vitesses des galaxies seraient négligeables, mais des arrangements ordonnés et il n'est pas permis de déduire, de leur densité moyenne, la valeur de la constante cosmologique.

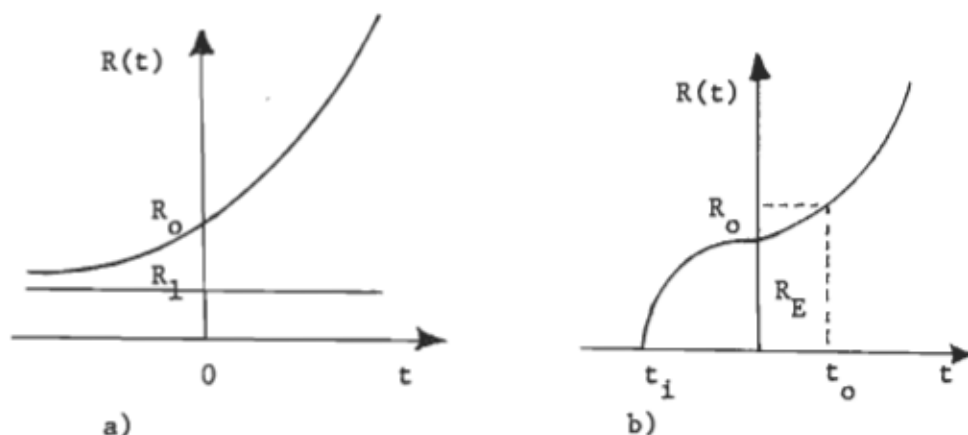
L'hypothèse de Lemaître a été reprise sous des formes différentes par Eddington, Jeans, Gamow et d'autres (voir page 198: *Big Bang Chaud de Gamow*).

Supposons que la matière aux divers stades de son expansion est répartie d'une façon homogène et que les vitesses d'expansion sont sensiblement les mêmes dans les diverses régions de l'espace, et supposons qu'il y avait des fluctuations locales, lesquelles n'auront guère d'importance tant que la vitesse d'expansion est grande, on peut alors imaginer la formation des galaxies comme suit. Si la matière qui exista dans une région particulière durant la période de ralentissement, était un peu plus dense qu'en moyenne, l'attraction gravifique y serait plus grande et il pourrait se faire que l'expansion fût arrêtée un peu plus tôt à un moment où l'attraction l'emportait encore sur la répulsion cosmique. Cette région retomberait sur elle-même sous l'action prédominante de la gravitation. Les fluctuations de densités existant durant la première période d'expansion auraient donc pour effet de provoquer des condensations locales retombant sur elles-mêmes lorsque l'univers, dans son ensemble, reprendra son expansion accélérée. Ainsi, durant la seconde période de

l'expansion, la matière se serait à certains endroits agglomérée; c'est l'ensemble de ces agglomérations qui se détendra par la suite. On obtient alors un état de choses ressemblant à l'univers actuel où la matière est agglomérée en galaxies qui se dispersent.

Durant la période de ralentissement, période à laquelle la répulsion et l'attraction s'équilibrent, on se trouve dans des circonstances tout à fait analogues à celles qu'avaient considérées Kant. Suivant les chances des fluctuations, des condensations se formeront et s'amplifieront. Des nuées gazeuses se précipitant vers le centre de masse se rencontreront l'une vers l'autre. Si le moment total des quantités de mouvements angulaire est faible, il en résultera une galaxie elliptique; s'il est considérable, on aura une galaxie spirale. Par suite de la rencontre de deux nuées, la densité augmentera, et la gravitation l'emportera sur la répulsion. On obtient alors la nébuleuse de Laplace. Une étoile se formerait alors.

Les équations cosmologiques de Lemaître sont données par les équations (1.8), (1.9) et (1.10). Si on suppose que l'état initial fut l'univers d'Einstein  $(R(0) = R_E ; \dot{R}(0) = 0)$ , alors on obtient une dépendance  $R$  comme à la figure (1.9a):  $R$  croît à partir d'une valeur  $R_1$  non-nulle. C'est le modèle proposé par Eddington. (Mais il est difficile de croire que  $R$  soit resté égal à une constante  $R_1$  pendant un temps infini précédemment car on ne sait pas pourquoi alors l'univers se serait soudainement mis à croître.) Lemaître perfectionna ses conditions de base de façon à obtenir la figure (1.9b).



**Figure 1.9** Les modèles d'Einstein et de Lemaître. Ici  $t_i$  est l'instant initial dans le modèle de Lemaître, et  $t_0$  l'époque actuelle.

A la veille de sa mort, Lemaître dit: "On peut en effet se demander si le moment où le rayon de l'espace serait parti de zéro est vraiment un commencement de l'existence de la matière ou si, au contraire, elle n'a pas consisté en une sorte de rebondissement, l'expansion actuelle ayant été précédé par une contraction antérieure. J'ai donné à une telle éventualité le nom d'un univers "phénix" puisque au moment du rebondissement toute structure antérieure aurait été annihilée dans le feu et qu'en rebondissant l'univers reprendrait une nouvelle vie comme le phénix de la légende".

#### 1.5.7 LE MODELE D'EDDINGTON-LEMAITRE : UN UNIVERS ELLIPTIQUE ( $k = 1$ , $\Lambda = \Lambda_E$ ) AVEC UNE EXPANSION MONOTONE A PARTIR DE L'UNIVERS D'EINSTEIN

Eddington prit la première équation obtenue par Lemaître (équations 1.9 et 1.11b) et l'augmenta:

$$\dot{R}^2 = \frac{\Lambda R^2}{3} - kc^2 + \frac{\alpha c^2}{3R} + \frac{\beta^2 c^2}{R^2} \quad (1.33)$$

et examina les relations entre la masse "présente" de l'univers et la masse dans l'univers D'Einstein  $M_E$  :



$$\frac{8\pi\rho}{c^2} = \frac{3}{R_E^2} - \Lambda, \quad \frac{8\pi G P_E}{c^4} = \Lambda - \frac{1}{R_E^2} \quad (1.34)$$

On obtient  $\alpha$  à l'aide des relations  $M = V\rho = 2\pi^2 R^3\rho$ , et  $8\pi G\rho/c^2 = \alpha/R^3$ , et  $\beta$  à partir du principe de la conservation de l'énergie  $8\pi G P_E/c^4 = \beta/R^4$ . Lemaître s'est tout d'abord limité au cas  $\beta = 0$ . L'intégration donne la figure (1.10). Ce type de modèle exige une échelle de temps infinie avant  $t = 0$ . D'après Eddington, une petite perturbation dans le modèle d'Einstein aurait comme conséquence une diminution de densité, et comme l'équilibre est instable, ferait augmenter le rayon de l'univers. Donc l'expansion serait suivie d'une nouvelle diminution de la densité et devrait donc se continuer. On obtiendrait le même résultat si la pression n'était pas nulle. Cependant, Eddington n'indique pas que le changement de densité aurait pu se produire, mais est d'accord avec l'idée que la formation de condensations aurait été une cause d'instabilité. Le modèle d'Eddington-Lemaître est essentiellement le même que celui d'Eddington.

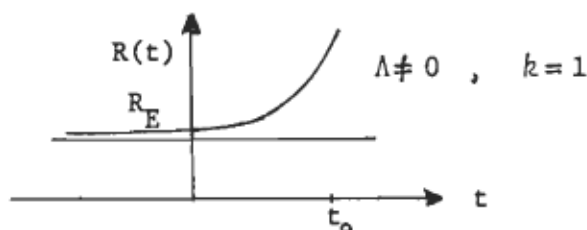


Figure 1.10 Le modèle cosmologique d'Eddington-Lemaître.

#### 1.5.8 LES MODELES D'UNIVERS OSCILLANTS

Les modèles d'univers fermés dans lesquels une expansion est suivie par une contraction jusqu'à une singularité impliquent non seulement la contraction de la matière, mais aussi la contraction de toute la structure de l'espace-temps. Donc il n'est pas possible que de la matière ou des galaxies restent en dehors de la singularité lorsque l'uni-

vers en arrive là<sup>17</sup>.

Dans la cosmologie de Landsberg-Park, des cycles successifs prennent des périodes de plus en plus longues à se compléter, et dans un cycle particulier le modèle prend beaucoup plus de temps aux alentours de son extension maximale. Très peu de temps est passé dans l'état très dense au début de chaque cycle. On aurait ainsi un univers "fermé". Un inconvénient avec ce modèle est que si chaque cycle successif est de plus en plus grand (et puisque la direction du temps est toujours la même, avec l'entropie augmentant toujours) alors on a à chaque cycle un problème au point singulier. Plus on regarde dans le passé, plus les cycles ont été petits et il vient un temps où l'univers doit avoir commencé pour de vrai en un point singulier.

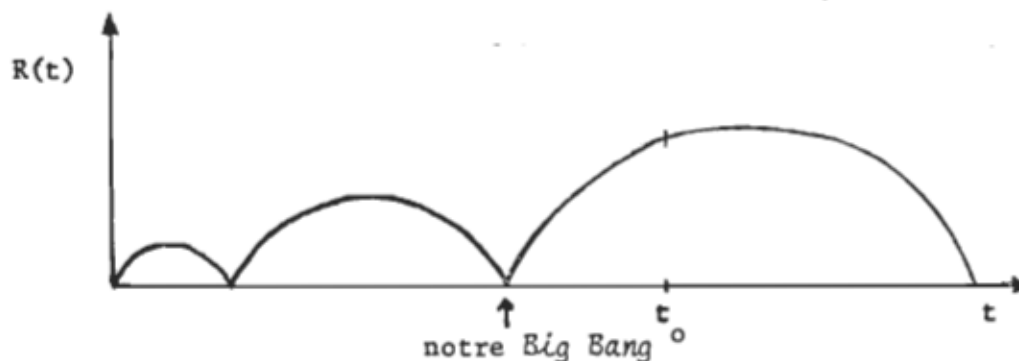


Figure 1.11 La cosmologie de Landsberg-Park d'un modèle rebondissant. On vivrait au temps  $t_0$  pendant un temps où l'univers est encore en expansion, mais très loin du point singulier.

Quelles sont les évidences permettant de montrer que l'univers oscille<sup>18</sup> ? Afin de répondre à cette question, il faut examiner les valeurs obtenues pour l'âge de l'univers, le taux d'expansion, le taux de ralentissement, la masse et la densité de l'univers; les détails sur les conditions initiales du Big Bang peuvent aussi donner quelques indices<sup>19,20</sup>. Si au moment présent, l'expansion de l'univers ralentit, alors les gala-

xies les plus distantes devraient s'éloigner de nous proportionnellement plus rapidement que les galaxies plus proches, c'est-à-dire qu'elles devraient avoir une constante de Hubble plus grande que les galaxies plus proches. Les observations semblent donner une limite à ce ralentissement et montrent que l'univers devrait être en expansion pour toujours. Quelques problèmes fondamentaux s'élèvent lorsqu'on fait l'hypothèse que l'univers oscille. Par exemple, la direction du temps, l'entropie, et les singularités<sup>21,22</sup>. Davies imagina une origine pour le fond de micro-ondes cosmique dans un univers oscillant; il admet que le fond peut apparaître durant une oscillation donnée, mais, au lieu de laisser l'univers se réchauffer à jamais, il le laisse se réchauffer durant un cycle et se refroidir durant l'autre cycle. Ainsi la direction du temps doit indiquer une direction opposée durant le cycle prochain et, on obtiendrait donc non seulement un espace fermé mais aussi un espace-temps fermé. Si l'hypothèse de Davies est acceptée comme juste, alors il faut se demander si les lois de conservation restent vraies. Albrow<sup>23</sup> vérifia l'hypothèse en se demandant si les transformations " CPT " étaient conservées; également, d'autres<sup>24</sup> vérifièrent les violations des transformations " CP " et " T ".

#### 1.5.9 LE MODELE DE FRIEDMANN AVEC $q_0 = \infty$

Le problème de la "masse manquante" (voir les sections 1.5.3 et 2.3.4) devient plus difficile à résoudre lorsque l'on suppose  $q_0 = \infty$ . Par contre, cette valeur de  $q_0$  est, pour plusieurs raisons, le meilleur ajustement que les modèles de Friedmann peuvent faire aux observations des galaxies et des quasars. Sa loi du décalage vers le rouge (à partir de maintenant, le "décalage vers le rouge" va être écrit *redshift*) est identique avec celle de la théorie chronométrique que l'on examinera un peu plus loin. Par contre, ses relations  $(m, z)$  et  $(N, S)$  sont différentes. La thé-

orie d'expansion s'ajuste pauvrement à la relation  $(m,z)$  des quasars. Dans le cas de la relation  $(N,S)$ , la même difficulté se présente dans tous les modèles de Friedmann, c'est-à-dire, sans faire l'hypothèse d'une évolution des objets extragalactiques, les valeurs de l'indice  $-\partial \log N / \partial \log S$  descend en dessous de la valeur euclidienne de 1.5, ce qui est en désaccord avec les observations des radio-sources.

#### 1.5.10 LE MODELE D'UNIVERS EN EXPANSION DE WATAGHIN

G. Wataghin<sup>25</sup> se sert de l'idée de Gamow d'un début chaud de l'expansion de l'univers. Il interpréta la relation  $\frac{\delta v}{v} = \frac{\delta \phi}{c^2}$ , qui représente la variation du potentiel newtonien entre la source de la radiation et le récepteur, comme étant dû au changement de l'énergie du photon et à la création d'énergie gravitationnelle. Une explication semblable a été appliquée au *redshift* cosmologique. Il s'intéressa à un univers rempli de particules sans masse, comme les photons et les neutrinos. Presque toutes ces particules sont supposées avoir eu des énergies extrêmement relativistes au début de l'expansion. L'idée importante dans ce modèle est l'hypothèse que le *redshift* serait dû au travail fait par ces particules contre la force gravitationnelle.<sup>25</sup>

#### 1.5.11 L'UNIVERS EN EXPANSION DE GOMIDE : INJECTION DE MATIERE ET DE RADIATION, ET UNE PRESSION NEGATIVE

Gomide<sup>26,27</sup> proposa un modèle cosmologique contenant un fluide homogène, et une structure d'univers ayant une courbure positive. Il modifia les équations d'Einstein à travers les deux hypothèses suivantes: le principe de Mach dans la formulation de Whitrow et une nouvelle version du champ vectoriel de Hoyle. L'injection de matière dans l'univers observable est dû au travail fait, durant l'expansion cosmique, par une pression négative et à la variation d'un champ d'énergie négative. Egale-

ment, la constante cosmologique  $\lambda$  est négative dans ce modèle, et les radio-sources sont supposées être des "trous" à travers lesquels la matière est injectée dans notre univers; on inclut aussi les QSO comme trous possibles. Une autre caractéristique de ce modèle est que la création de l'univers est supposée s'être faite à partir de trous très inhomogènes; ainsi, la naissance de cet univers se fait appeler un "Bang multiple".

#### 1.5.12 LES MODELES D'UNIVERS RELATIVISTES QUI CONTIENNENT DE LA MATIERE ET DE LA RADIATION, AVEC OU SANS INTERACTION.

Les modèles d'univers uniformes de la cosmologie relativiste ont été examinés afin d'analyser les effets de la présence à la fois, de la matière et de la radiation, avec ou sans interaction, sur l'évolution de l'univers. Ces modèles tiennent aussi compte de la présence ou non de la constante cosmologique<sup>29,30,35</sup>. Différents aspects de ce modèle ont été examinés. Ainsi on trouva que l'introduction d'une pression homogène dans le tenseur énergie-quantité de mouvement, donne comme résultat, des paramètres de décélération plus grands que dans les modèles de "poussière". De plus, les pentes obtenues dans les relations  $(m,z)$  et  $(\theta,z)$ <sup>31</sup> sont changées, et conduisent à une augmentation des diamètres des sources éloignées par une même valeur que le paramètre de la densité. Les équations cosmologiques pour un univers contenant de la matière et de la radiation sont les équations (1.8) et (1.9), avec  $\rho = \rho_m + \rho_r$ ,  $p = p_m + p_r$ ,  $3p_r = c^2 \rho_r = aT^4$  (si la radiation est en équilibre thermodynamique). Lorsqu'il y a une interaction entre la matière et la radiation, les calculs de la production des éléments chimiques "légers" ont été faites et les résultats sont les suivants: s'il existe une conversion de l'énergie à partir de la matière pour donner de la radiation, alors la densité de la matière est plus grande que dans le *Big Bang chaud* par une quantité égale à l'énergie qui a été convertie. Dans ce cas, l'abondance du deutérium diminue

rapidement avec la production d'éléments plus lourds. Par contre, lorsque la radiation est convertie en matière, la densité de la matière est plus basse, et l'effet final est une production plus grande du deutérium<sup>32, 33, 34</sup>.

### 1.5.13 LES MODELES COSMOLOGIQUES RELATIVISTES AVEC UNE PRESSION

Sistero<sup>37</sup> étudia des modèles cosmologiques contenant de la matière et de la radiation en interaction. Il substitua l'équation d'état  $p = (1/3)c^2\rho\phi$  dans les équations (1.8), (1.9) et (1.10) pour obtenir

$$8\pi G\Psi = 3(\dot{R}^2 + k c^2)R \quad (1.35)$$

$$\frac{1}{\Psi} \frac{d\Psi}{dR} + \frac{\phi}{R} = 0 \quad (1.36)$$

Les paramètres observables sont

$$H_0 = \frac{\dot{R}_0}{R_0}, \quad q_0 = -\frac{\ddot{R}_0}{R_0 H_0^2}, \quad \sigma_0 = \frac{4\pi G\rho_0}{3 H_0^2}, \quad \epsilon_0 = \frac{P_0}{c^2\rho_0} \quad (1.37)$$

Si on fait l'hypothèse que  $\phi_0 = 3 \epsilon_0 = 1.8 \times 10^{-5}$ ,  $\Psi_0 = \rho_0 R_0^3$ , alors les modèles peuvent être entièrement définis, et peuvent même donner une explication raisonnable à la distribution des *redshifts* des quasars. Il faut pour cela se servir des valeurs suivantes:

$$(T_Y)_0 = 2.6 \text{ K}, \quad (T_V)_0 = 1.6 \text{ K}$$

$$(\rho_m)_0 = 2 \times 10^{-29} \text{ g/cm}^3, \quad (\rho_Y)_0 = 3.1 \times 10^{-34} \text{ g/cm}^3, \quad (\rho_V)_0 = 4.6 \times 10^{-35} \text{ g/cm}^3$$

$$(p_m)_0 = 1.1 \times 10^{-15} \text{ dyn/cm}^2, \quad (p_Y)_0 = 9.3 \times 10^{-14} \text{ dyn/cm}^2, \quad (p_V)_0 = 1.4 \times 10^{-14} \text{ dyn/cm}^2$$

On obtient ainsi une relation  $m\text{-log}z$  qui est en accord avec les galaxies les plus brillantes dans les amas (les galaxies radio). Sistero interpréta ce fait et supposa que les quasars étaient auparavant des galaxies ou des radio-galaxies; ainsi l'évolution de la luminosité dans ces modèles

donnerait une explication à la forte évolution de la densité que suppose quelque fois ceux qui examinent les tests du volume.

D'autres modèles relativistes ont été proposés<sup>36</sup>, et vont être brièvement décrits.

#### 1.5.14 LE MODELE D'UNIVERS DE MCCREA : UN UNIVERS AVEC UNE PRESSION NEGATIVE

McCrea envisagea la possibilité d'un univers avec une pression négative c'est-à-dire que  $\beta^2 < 0$  dans l'équation 1.33; l'expansion de l'univers dans son modèle, est exprimée par l'équation

$$\frac{dR}{dt} = \left( \frac{c^2 \Lambda R^2}{3} - k \right)^{1/2} \quad (1.38)$$

si en plus on suppose que  $k = 0$ , alors on obtient le modèle d'univers semblable à celui de de Sitter (voir p. 61 + 64) mais avec l'avantage que cet univers n'est pas vide et contient une densité de matière  $\rho_m$  et une pression  $p$  non nulles.

#### 1.5.15 LE MODELE D'UNIVERS DE TOLMAN : UN UNIVERS NE CONTENANT QUE DE LA RADIATION ( $\Lambda = 0, k = 1$ )

Tolman<sup>826</sup> fut le premier à examiner les caractéristiques d'un univers ne contenant que de la radiation. A partir de l'équation (1.33), et  $\Lambda = 0, k = 1, \rho_m = 0, \alpha = 0$ , on obtient l'univers de Tolman:

$$\frac{dR}{dt} = \left( \frac{\beta^2 c^2}{R^2} - c^2 \right)^{1/2} \quad (1.39)$$

Après intégration, et en substituant  $R_{\max} = \beta$ , on obtient les relations importantes de cet univers:  $R = R_{\max} \sin \xi$  et  $t = R_{\max} (1 - \cos \xi)/c$ .

#### 1.5.16 LES MODELES D'UNIVERS FERMES DE LA RELATIVITE

Omer et Vanyo<sup>40</sup> ont calculé des familles de modèles cosmologiques fermés avec les valeurs du paramètre d'expansion de Hubble de  $7.5 \times 10^{-11} \text{ ans}^{-1}$

et  $10 \times 10^{-11} \text{ ans}^{-1}$ , (qui correspondent à 73 Km/s /Mpc , et 100 Km/s /Mpc).  
Les résultats sont montrés sur les figures suivantes.

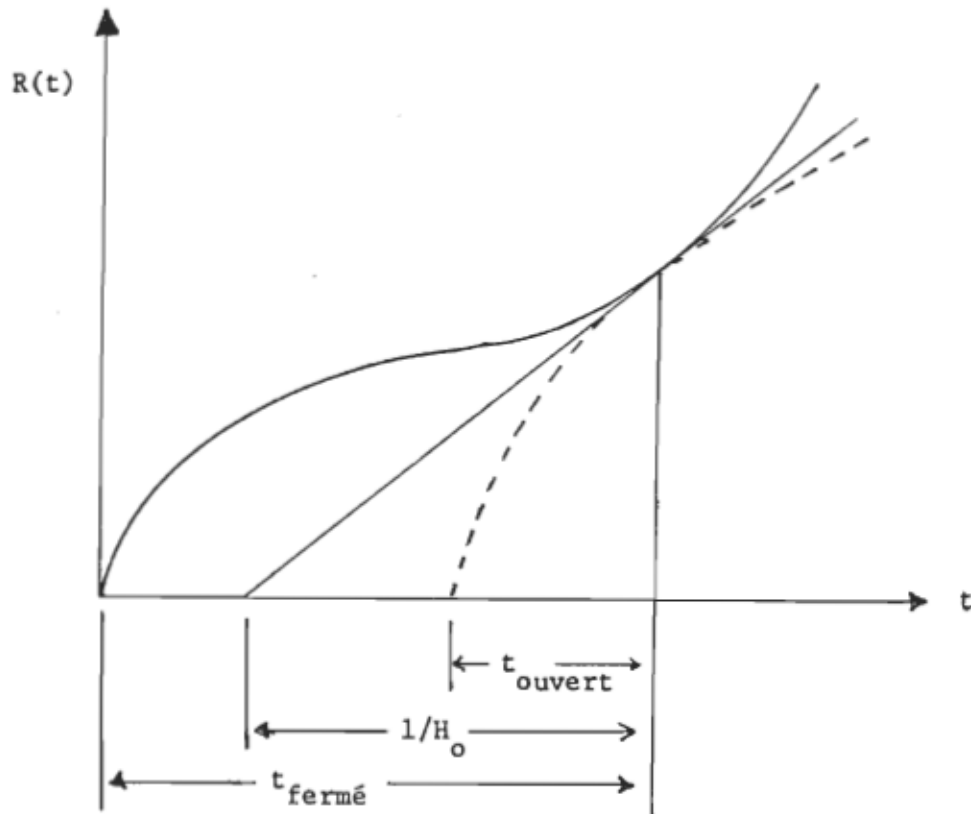


Figure 1.12 Des courbes d'expansion pour des modèles ouverts et fermés.

D'après Abell<sup>42</sup>, la densité observée de la matière devrait être entre  $10^{-30} \text{ gm/cm}^3$  et  $10^{-29} \text{ gm/cm}^3$ , avec une plus grande tendance vers  $10^{-30} \text{ gm/cm}^3$ . Alors, si on estime que l'âge de l'univers est entre  $15 \times 10^9$  et  $20 \times 10^9$  années, les figures 1.13 et 1.14 montrent qu'il faudrait que  $q_0$  soit d'environ  $-0.8$  (ou moins). Mais les observations analysées par Sandage ont montré que  $q_0$  a tendance à être positif. En supposant que ces observations indiquent la vraie valeur de  $q_0$  (ce qui n'est pas définitif), alors il faudrait abandonner ces modèles fermés. Si on suppose que  $q_0 = 0.2$ , la densité devrait se trouver entre  $2 \times 10^{-29} \text{ gm/cm}^3$  et  $3 \times 10^{-29} \text{ gm/cm}^3$ , et l'âge de l'univers serait moins que  $10 \times 10^9$  années. Ces modèles ne sont pas inté-



ressants car la densité est trop grande et l'âge trop jeune. Abell a suggéré que les modèles ayant des âges plus vieux sont plus probables et que la valeur de  $q_0$  contenait des erreurs de sélection et autres sortes d'erreurs<sup>41</sup>.

Agnese, Camera, et Wataghin<sup>43</sup> analysèrent l'influence de la constante cosmologique sur des modèles fermés d'univers contenant de la matière et de la radiation. Ils montrèrent qu'un univers fermé est possible théoriquement, même pour des densités petites, si on adopte la valeur  $\Lambda \approx 3 \times 10^{-35} \text{ s}^{-2}$ . Cependant ils montrèrent aussi que pour un âge d'univers plus grand que  $\approx 6.7 \times 10^9$  années et dans lequel la matière est dominante, ou pour un âge d'univers plus grand que  $\approx 5.0 \times 10^9$  années et dans lequel la radiation est dominante, la constante cosmologique serait positive et l'univers serait par conséquent en expansion "monotone". Les modèles fermés furent étudiés par plusieurs autres cosmologistes<sup>44</sup>. Il fut montré entre autres que si l'univers est en expansion non-uniforme suffisamment grande, le volume zéro de la singularité peut être évité<sup>45</sup>.

Gunn et Tinsley<sup>46</sup> ont conclu au'avec les observations actuelles de la constante de Hubble, de la densité de l'univers, et des âges des galaxies, les modèles cosmologiques les plus capables de représenter l'univers ont une constante cosmologique positive, sont trop denses pour produire du deutérium durant le *Big Bang*, et sont fermés et en expansion pour toujours. Lorsqu'on suppose des variations dans la densité moyenne sur une grande échelle, des "sous-univers" peuvent exister dans l'univers<sup>47</sup>; il y a également des trous noirs qui peuvent être créés<sup>48</sup>.

Cela termine la présentation des modèles cosmologiques relativistes non-statiques. Les autres modèles relativistes vont être maintenant examinés.

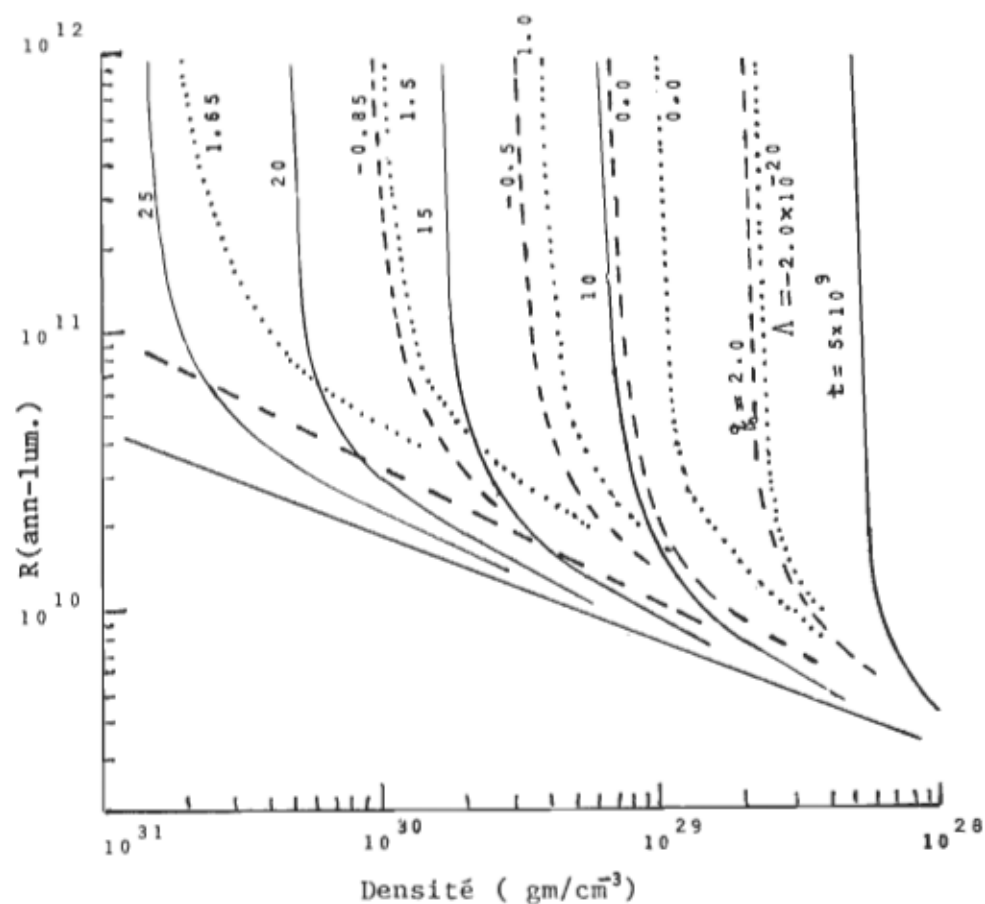


Figure 1.13 La relation entre le rayon et la densité de l'univers pour  $H_0 = 7.5 \times 10^{-11} \text{ ans}^{-1}$ . (voir références 40 et 41)

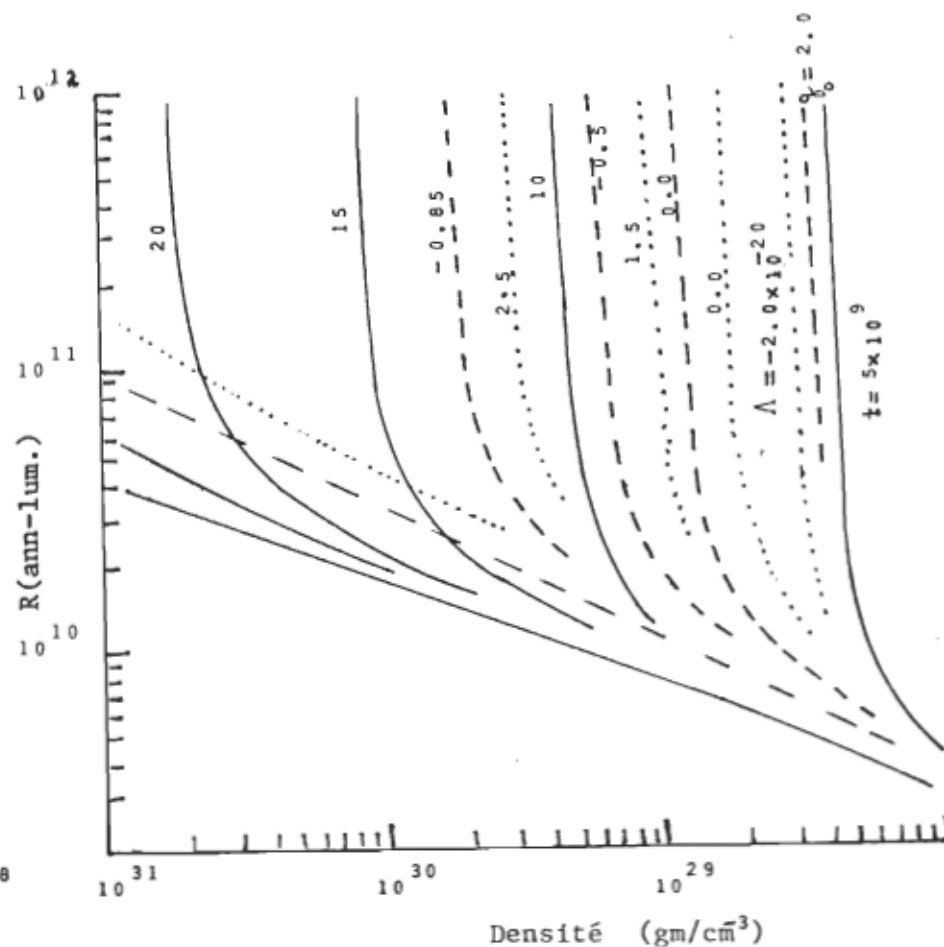


Figure 1.14 La relation entre le rayon et la densité de l'univers pour  $H_0 = 10 \times 10^{-11} \text{ ans}^{-1}$ . (voir références 40 et 41)

Dans les figures (1.13) et (1.14), les âges sont représentés par des lignes pleines (en unités de  $10^9$  années); les constantes cosmologiques par les lignes pointillées (en unités de  $10^{-20}$  années-lumières $^{-2}$ ); le paramètre de la décélération par les autres lignes.

### 1.5.17 LES MODELES COSMOLOGIQUES RELATIVISTES STATIQUES

Si les galaxies sont dites avoir une distribution homogène et isotrope, alors la densité et la pression de l'univers sont les mêmes partout. La structure Riemannienne liée à cette distribution de la matière est donnée par l'équation 1.2, et le tenseur d'impulsion-énergie par l'équation 1.5.

Définissons d'abord la métrique de l'espace-temps statique:

$$ds^2 = g_{00} (dx^0)^2 + g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta \quad (\alpha, \beta = 1, 2, 3) \quad (1.40)$$

où  $g_{00}$  est positif et les coefficients  $g_{ik}$  sont indépendants de  $x^0$ . Il faut choisir des coordonnées de façon que la métrique possède une symétrie sphérique autour de n'importe quel point pris pour son origine, et aussi de façon à ce que les modèles soient statiques. Les modèles vont être statiques si  $v^1 = v^2 = v^3 = 0$ , et  $v^0 = e^{-\lambda/2}$ . Comme ces modèles ont été examinés par plusieurs auteurs<sup>826, 829</sup>, les équations cosmologiques de ceux-ci vont être données sans preuve. Ainsi les équations (1.2), (1.10) et (1.40) deviennent

$$k p = e^{-\lambda} \left( \frac{v^1}{r} + \frac{1}{r^2} \right) - \frac{1}{r^2} + \Lambda \quad (1.41)$$

$$k \rho c^2 = e^{-\lambda} \left( \frac{\lambda^1}{r} - \frac{1}{r^2} \right) + \frac{1}{r^2} - \Lambda \quad (1.42)$$

$$\left( \rho c^2 + p \right) \frac{v^1}{2} = 0 \quad (1.43)$$

$$\lambda^1 = \frac{d\lambda}{dr}, \quad v^1 = \frac{dv}{dr}$$

où  $\lambda$  et  $v$  sont des fonctions de  $r$ . L'équation (1.43) admet comme solutions le modèle d'Einstein ( $v^1 = 0$ ), le modèle de de Sitter ( $\rho c^2 + p = 0$ ), et l'univers improprement euclidien de la relativité restreinte ( $v^1 = 0$  et  $\rho c^2 + p = 0$ ), lequel est aussi appelé le modèle de Minkowski. Les modèles statiques revêtent toujours une certaine importance pour certains chercheurs. En effet, des modifications furent apportées aux modèles statiques

et montrent que ces modèles ne devraient pas être complètement abandonnés. Par exemple, les effets de la rotation de la matière et les effets d'un champ magnétique furent analysés dans ces modèles. Certains croient même que l'univers pourrait être un univers statique<sup>49</sup>.

Examinons quelques caractéristiques du modèle d'Einstein. Lorsque l'on substitue  $v^1 = 0$  dans l'équation (1.41), on obtient

$$e^{-\lambda} = 1 - (\Lambda - k p) r^2 = 1 - \frac{r^2}{R^2} \quad (1.44)$$

Egalement, si on néglige les petits mouvements des particules du fluide, alors  $p = 0$ , et  $k \rho c^2 / 2 = 4\pi G \rho / c^2 = \Lambda$ . Mais Einstein annula son terme cosmologique après que les observations montrèrent que l'univers était en expansion; alors, pour  $\Lambda = 0$ , la densité de l'univers devient

$$\rho_0 = \frac{3 q_0 H_0^2}{4 \pi G} = 1.1 \times 10^{-29} \text{ gm/cm}^3 \approx 40 \rho_{\text{gal}}. \quad (1.45)$$

Cette grande différence entre  $\rho_0$  et  $\rho_{\text{gal}}$ , et aussi le fait que (voir les sections 1.5.3 et 2.3.4) est supposé nul, sont à la base du problème de la "masse manquante" (voir les sections 1.5.3 et 2.3.4) de l'univers.

Mentionnons, que les modèles statiques furent généralisés à partir d'une métrique encore plus générale<sup>50</sup> que celle donnée à l'équation 1.40, qu'une version "quasi-statique" a été obtenue<sup>51</sup>, et aussi que la formation des galaxies à partir de fluctuations fut examinée dans le contexte des univers statiques<sup>52</sup>.

Avant de terminer la revue des modèles statiques, disons que l'univers "vide" en expansion de de Sitter, qui est la limite naturelle à des espaces en expansion indéfinie, a également été examiné par plusieurs auteurs très récemment. D'autres modèles furent analysés à partir de la géométrie projective<sup>53</sup> et d'anisotropies<sup>54</sup>.

Les modèles homogènes relativistes vont maintenant être résumés pour le cas où le terme cosmologique n'est pas nul.

#### 1.5.18 UN RESUME DES MODELES RELATIVISTES AVEC UN TERME COSMOLOGIQUE

Tout d'abord résumons les modèles de Friedmann avec  $\Lambda = 0$ . Ils sont montrés à la figure (1.15). La question fondamentale est de savoir si ces modèles prévoient un temps suffisamment long entre le début de l'expansion et le présent. Les observations (voir le chapitre 3) montrent que ce temps calculé est trop court comparé aux âges des objets les plus vieux, alors il est toujours possible d'ajouter le terme cosmologique dans les équations et d'obtenir ainsi un temps plus long. C'est la raison de l'étude présente du terme cosmique.

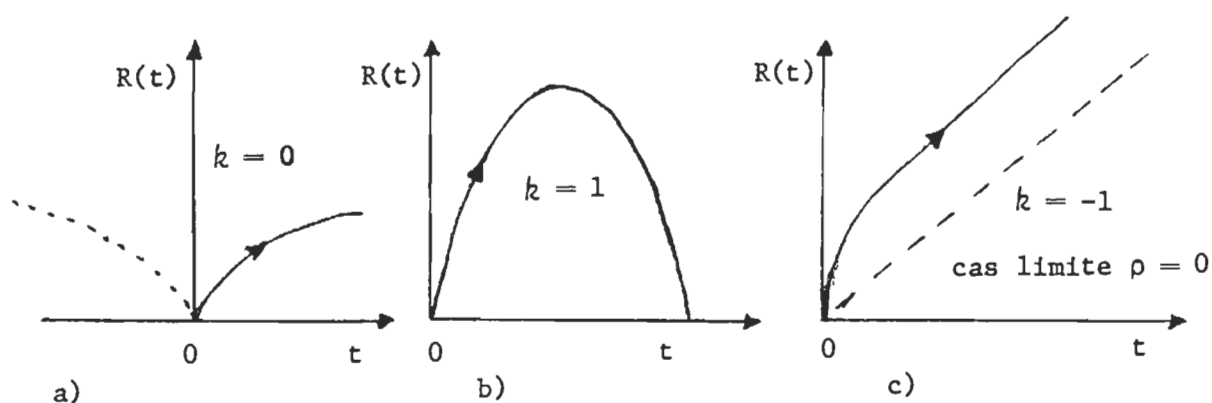
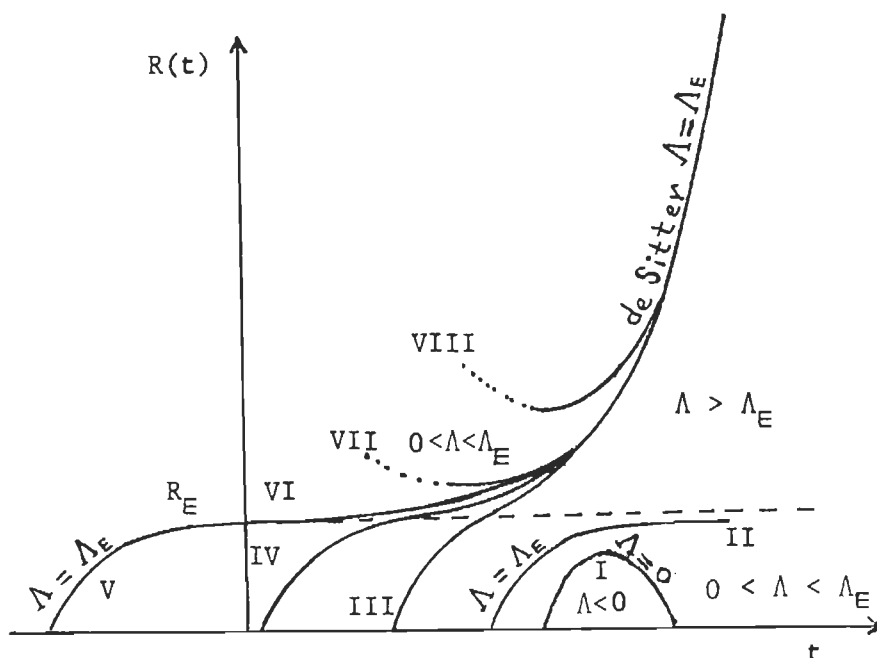


Figure 1.15 Les modèles de Friedmann avec  $\Lambda = 0$ .

Tous les modèles de Friedmann avec le terme cosmologique non-nul sont résumés dans la figure (1.16). Le modèle de Lemaître avec  $\Lambda > \Lambda_E$  et le modèle d'Eddington avec  $\Lambda = \Lambda_E$ , apparaissent aussi sur la figure, ainsi que les courbes d'évolution des univers fermés,  $k = 1$ , et pour des valeurs différentes de  $\Lambda$ . On voit qu'une combinaison entre les courbes II et V qui commence à  $R = 0$ , représente l'évolution du modèle de Lemaître, avec une décélération presque nulle proche de l'état statique d'Einstein à  $R_E$ . Tous les cas qui permettent un passage lent ou qui s'arrêtent à l'état statique

d'Einstein, offrent les échelles de temps les plus longues. Ils pourraient, en principe, donner un âge de l'univers infiniment long. Les modèles ayant une courbure nulle ou négative ont été tabulés (voir le tableau 1.2); la figure (1.17) représente ces modèles. De tous les modèles qui contiennent le terme cosmologique, seulement ceux dans lesquels  $\Lambda = \Lambda_E$  offrent un temps très long à l'évolution de l'univers.

La détermination du terme cosmologique peut se faire par l'observation de l'équilibre dynamique des amas de galaxies, de la valeur des masses



**Figure 1.16** L'évolution des modèles avec  $k = 1$ . Les modèles entre VI et VIII traversent un rayon minimum plus grand que  $R_E$  et continuent à se dilater très rapidement vers le cas limite vide de de Sitter. Ils sont trop rapides. La courbe VIII est le modèle de de Sitter. Les modèles entre II et  $R = 0$  sont les modèles oscillants; la courbe I avec  $\Lambda = 0$ , représente les modèles fermés de Friedmann, lesquels évoluent aussi très rapidement, tout comme ceux sous la courbe II. Les courbes III et IV sont analogues à celles du modèle de Lemaître; mais leur passage à travers l'état statique d'Einstein est plus rapide et leur évolution est donc plus courte dans la même proportion que  $\Lambda$  est plus grand<sup>826</sup>.

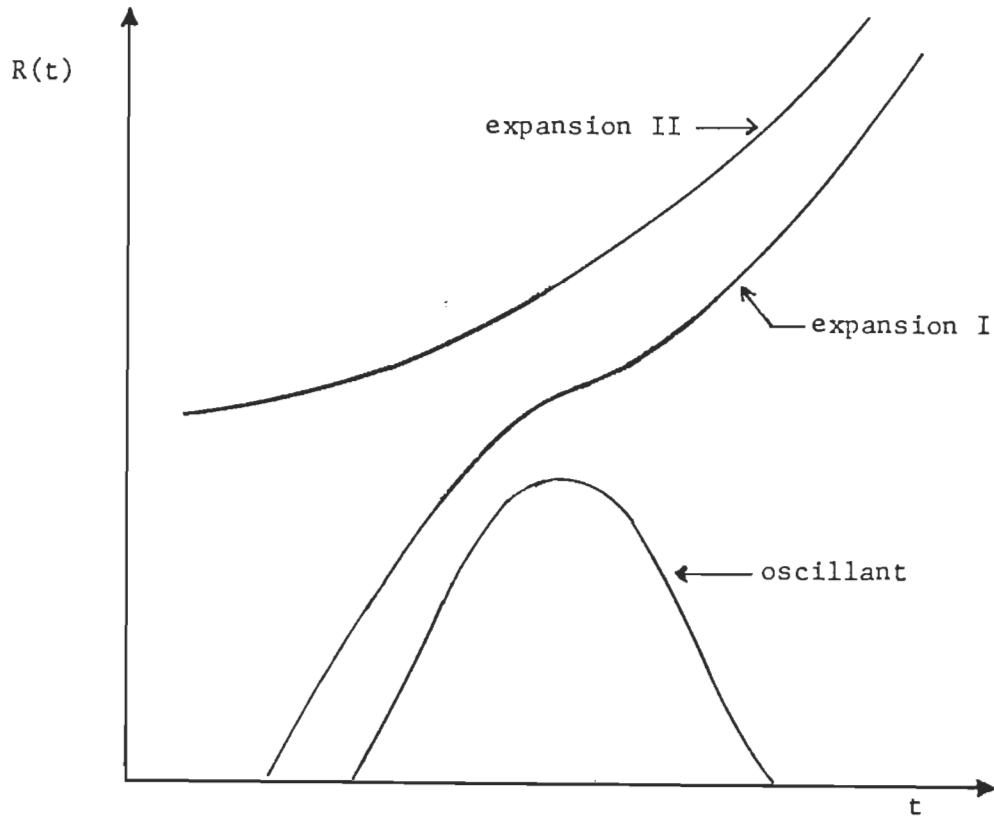


Figure 1.17 Les trois familles d'univers non-statiques.

Tableau 1.2 Classification des modèles relativistes.

| La courbure de l'espace $k$ |                         |                         |  |                      |
|-----------------------------|-------------------------|-------------------------|--|----------------------|
| $\Lambda$                   | - ve                    | 0                       | + ve                                     |                      |
| - ve                        | oscillant               | oscillant               | oscillant                                | attraction cosmique  |
| 0                           | expansion I             | expansion I             | oscillant                                | modèles de Friedmann |
| + ve                        | expansion I             | expansion I             | oscillant<br>expansion I<br>expansion II | répulsion cosmique   |
|                             | univers ouverts infinis | espace euclidien infini | des univers fermés ou des univers finis  |                      |

des galaxies, ainsi que de leur rotation. L'accord entre les valeurs du terme cosmologique obtenues par ces différentes méthodes semblerait être excellent. Ces valeurs seront discutées dans le chapitre des observations. Pour ce qui est de la nature de cette constante, plusieurs la décrivent comme suit: tout se passe comme si la matière avait horreur du vide, ou comme si le vide exerçait une force attractive sur la matière. De plus, si on est d'accord avec le fait que la période d'expansion actuelle de l'univers a été précédée par une période de contraction de durée beaucoup plus grande, et qui serait de dizaines de milliards d'années, alors la contraction, ralentie par la répulsion cosmique, aurait été arrêtée autant que la gravitation puisse prédominer, et l'univers viendrait tout juste de rebondir il y a quelques milliards d'années. Mais si l'expansion s'est tout d'abord faite en luttant contre la force de la gravitation qui tendait à l'arrêter, ceci à cause que la densité matérielle était plus grande que la densité critique, la répulsion l'aura remportée et l'expansion se sera ensuite accélérée.

Il y a un point commun à tous les modèles dans lesquels  $\Lambda > 0$ . Puisque d'après ces modèles l'expansion présente indique que la répulsion cosmique est plus forte que l'action de la gravitation sur l'ensemble de l'univers, alors la condensation de nouvelles galaxies ne devrait plus être possible. Cependant, des observations présentes tendent à indiquer que des galaxies sont formées constamment et qu'il existerait donc de "jeunes" galaxies. Si cela était prouvé, le modèle de Lemaître devrait être abandonné (tout au moins dans sa forme originale).

Ceci termine la présentation des modèles cosmologiques relativistes. Il en existe d'autres de ce type, mais leurs propriétés sont très proches de ceux déjà examinés. Mentionnons par exemple les modèles cosmologiques spatialement homogènes qui contiennent une quantité arbitraire de



composantes de fluides, avec ou sans interaction<sup>56</sup>; il y a aussi les modèles relativistes qui ont été quantifiés, et que l'on examinera dans la section 1.8.8 .

## 1.6 LES MODELES COSMOLOGIQUES DANS LES AUTRES THEORIES DE LA GRAVITATION

### 1.6.1 INTRODUCTION

Plusieurs cosmologistes ont cherché à savoir quelles modifications devraient être apportées à la relativité afin de réconcilier les résultats du calcul sur l'échelle de temps de l'évolution des corps célestes avec l'âge de l'univers. Certaines modifications considèrent les équations de la relativité comme exactes et leur ajoutent des termes supplémentaires. Les théories de la création continue font partie de ce groupe. D'autres types de modifications postulent l'existence d'un temps absolu et la variation avec le temps cosmique de certaines constantes fondamentales de la physique. Dirac et Jordan ont postulé cette interprétation même. Après que le problème de l'échelle de temps fut résolu, et que les modèles basés sur la relativité générale furent à nouveau reclassés comme étant des modèles pouvant représenter convenablement l'univers réel, les autres théories de la gravitation continuèrent quand même à se développer. Examinons brièvement ces théories.

Robertson et Noonan<sup>57</sup> définirent des théories basées sur les équations de la relativité spéciale seulement; ce sont la théorie scalaire de la gravitation, la théorie vectorielle, et la théorie tensorielle. Ils montrèrent que le test du *redshift* gravitationnel n'est pas vérifié par elles, mais que par contre les tests de l'avancement du périhélie de Mercure et celui de la déflexion de la lumière par le Soleil sont en accord avec ces théories. Cependant, la géométrisation des équations de champ pour la théorie scalaire donne un résultat qui en accord avec le test du *redshift*

gravitationnel.

Rosen<sup>68,69</sup> présenta la théorie bi-métrique de la gravitation, et montra qu'elle mène à des prédictions de paramètres observables identiques à ce que prédit la relativité générale. Il examina avec Goldman<sup>67</sup> les équations des champs de cette théorie et obtint des solutions correspondant à certains modèles homogène et isotropique dans lesquels  $k = -1$ .

Goldoni<sup>58</sup> décrivit une théorie de la gravitation basée sur le principe de Mach, et qui est une formulation covariante de l'équation gravitationnelle de Newton. Il obtint également des équations gravitationnelles décrivant une théorie de la gravitation géométrisée<sup>59</sup>.

Une autre théorie de la gravitation qui prédit les mêmes observations que celle d'Einstein est la théorie de Treder<sup>60</sup>. En plus d'avoir un terme de viscosité qui peut éviter le problème des singularités, sa théorie apporte une explication à la grande luminosité des quasars.

Canuto, Adams, Hsieh et Tsiang développèrent la théorie de l'échelle covariante de la gravitation. Dans cette théorie, les équations généralisées d'Einstein sont invariantes sous des transformations "d'échelles". La théorie est en accord avec tous les tests de la gravitation et peut aussi donner les détails de l'évolution de l'univers durant ses premières phases<sup>65,66</sup>.

La théorie de la gravitation d'Einstein-Cartan-Sciama-Kibble (ou ECSK) est la plus représentative des autres théories de la gravitation. Cartan<sup>70</sup> proposa de modifier la relativité générale de la façon la plus simple en introduisant un tenseur de torsion, (lequel donne un champ nouveau mais faible) et une interaction spin-spin gravitationnelle. Le spin est une quantité dynamique dans le tenseur de la gravitation et il influ-

ence la géométrie de l'univers. La théorie ECSK montre que les effets du spin peuvent dominer les effets de la masse quand des densités plus grandes que  $\bar{\rho} = m_e^2 c^4 / 8\pi G \hbar^2 \approx 10^{47} \text{ g/cm}^3$  existent. Il est évident qu'on devrait tenir compte de ces effets au début d'un univers explosif. L'avancement le plus important qu'apporte la théorie ECSK, est qu'elle aussi fait disparaître la singularité qu'on trouve au début de l'univers. Les figures 1.18 et 1.19 montrent quelques-uns des nombreux modèles cosmologiques de la théorie ECSK<sup>71</sup>.

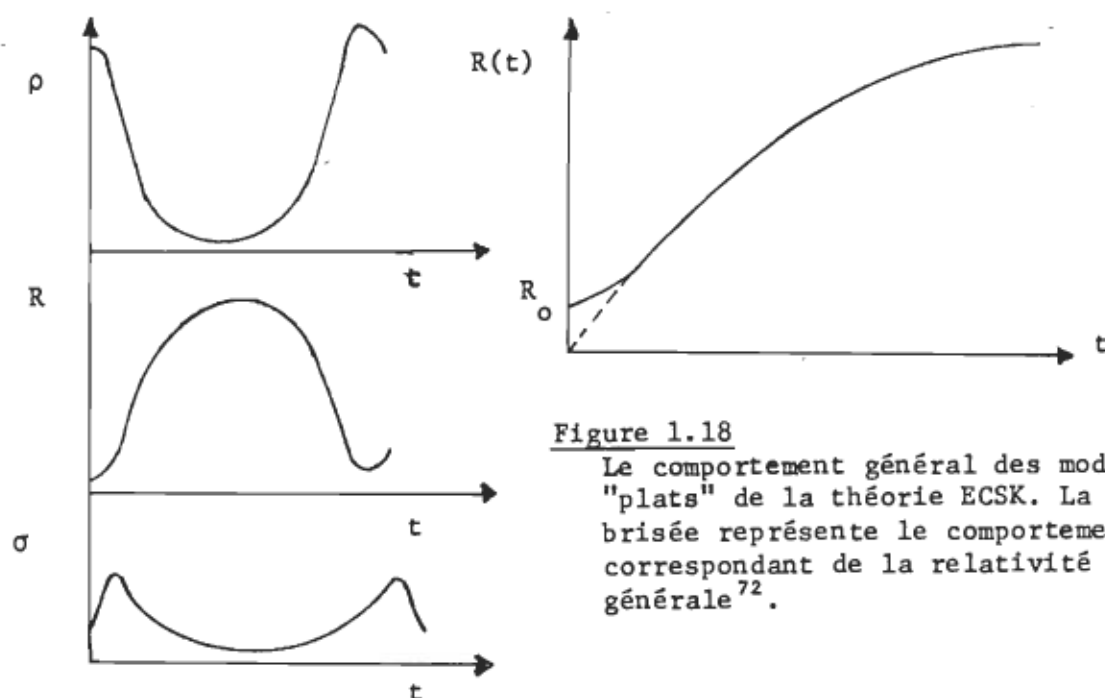


Figure 1.18

Le comportement général des modèles "plats" de la théorie ECSK. La ligne brisée représente le comportement correspondant de la relativité générale<sup>72</sup>.

Figure 1.19

Trois quantités physiques, la densité  $\rho$ , le rayon  $R$ , et le cisaillement  $\sigma$ , pour les modèles fermés oscillants de la théorie ECSK, lesquels sont les généralisations sans la singularité, des modèles relativistes de Kantowski et de Sachs<sup>72</sup>.

Ces figures montrent que la présence du spin peut empêcher la singularité de survenir, et cela même s'il existe un champ magnétique. Ainsi le rayon de l'univers n'est pas nul à  $t = 0$ .

Il y a d'autres théories de la gravitation. Faisons seulement men-

tion de la théorie de Yilmaz<sup>61</sup>, et de la théorie de Deser<sup>62</sup>, laquelle introduit un autre terme cosmologique afin de briser l'invariance conforme des équations de champ. Les théories du tenseur-scalaire de Brans-Dicke, et la théorie "conforme-invariante" de Hoyle et de Narlikar, sont parmi les plus étudiées des théories de la gravitation, et vont être examinées sous différents aspects dans la section 1.6.5.

Les théories Brans-Dicke-Hoyle-Narlikar vont être présentées avec plus de détails que les autres car elles comportent certaines propriétés physiques qui pourraient peut-être, si elles s'avéraient justes, changer de façon fondamentale notre conception de la physique.

#### 1.6.2 LA THEORIE COSMOLOGIQUE DU TENSEUR-SCALAIRE DE BRANS-DICKE

La théorie de la gravitation de Brans-Dicke<sup>80</sup> est, comme la théorie d'Einstein, basée sur la géométrie de Riemann. La différence est qu'en plus du tenseur impulsion-énergie,  $T_{ik}$ , la théorie de Brans-Dicke contient un champ scalaire  $\phi$  qui contrôle la force de l'interaction gravitationnelle. Donc la constante de la gravitation n'est plus une constante dans le temps (le rapport  $m_p/m_e$  peut aussi être une fonction du scalaire). Le scalaire est défini par

$$\frac{\delta\phi}{\phi} = \frac{Gm}{(\omega+2)Rc^2}, \quad \omega \sim 5 \quad (1.46)$$

où  $\omega$  est une fonction du champ scalaire<sup>81</sup>.

Dans une cosmologie avec un espace plat et une expansion sans limite, le champ scalaire augmente au taux

$$\frac{1}{\phi} \frac{d\phi}{dt} = \frac{2}{(3\omega+4) T} \quad (1.47)$$

La constante de la gravitation est définie,

comme suit:

$$G = \frac{2\omega + 4}{\phi (2\omega + 3)} \quad (1.48)$$

(voir<sup>80</sup>)

$$\text{où } \phi = \frac{8\pi}{2\omega + 3} \langle \rho t \rangle t$$

Mentionnons les points importants dans cette théorie:

1)  $\phi$  augmente avec le temps

2) Dans le cas d'un univers froid,  $p = 0$ , et  $\phi = \frac{8\pi}{2\omega + 3}$

$$3) \quad \frac{F_e}{F_g} = \frac{e^2}{G m^2}$$

$$\phi \sim t^{2/(3\omega+4)} \quad \text{pour } \rho \sim 2 \times 10^{-29} \text{ g/cm}^3$$

La théorie prédit un affaiblissement graduel de la gravitation au taux relatif  $\sim 10^{-11}$  parties par année. Résumons les résultats prédits durant l'explosion "chaude" de l'univers, en partant du temps où la radiation domine. La théorie a deux effets importants: en premier, la grande valeur de la constante de la gravitation à ce temps reculé ralentit le taux de l'expansion, et deuxièmement, la présence d'un scalaire contribue à la densité d'énergie et peut ainsi affecter le taux d'expansion également. De plus, si on accepte une densité présente de  $\sim 7 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ , alors la limite inférieure de la constante de la gravitation au temps où l'hélium se forma, est deux fois sa valeur présente. La présence d'un scalaire peut donc affecter la production de l'hélium durant l'explosion initiale. Un manque d'uniformité et d'isotropie au tout début de l'expansion et ainsi qu'une grande différence entre le nombre de neutrinos relativement au nombre d'antineutrinos, peuvent également modifier la production de l'hélium<sup>73</sup>.

Lorsque la température diminua jusqu'à 4000 K, le plasma devint neutre et les nuages gazeux commencèrent à se former. D'après la théorie

du tenseur-scalaire, la constante de la gravitation aurait été 3.4 fois sa valeur présente si on suppose  $\rho_0 = 2 \times 10^{-29} \text{ g/cm}^3$  et l'âge de l'univers  $10^{10}$  années. Mais si  $\rho_0 = 7 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ ,  $G$  aurait été 1.75 fois sa valeur présente. Des valeurs différentes de  $G$  peuvent affecter différemment la formation de nuages gazeux et, pour cette raison, les masses des amas globulaires pourraient être un test permettant de décider entre la théorie du tenseur-scalaire et la relativité générale. De plus, les tests de la relativité générale ne peuvent pas éliminer la théorie du tenseur-scalaire<sup>74,75</sup>.

Luke et Szamosi<sup>71</sup> ont calculé un taux de changement du champ scalaire égale à

$$3.0 \times 10^{-11} > \frac{1}{\phi} \left( \frac{d\phi}{dt} \right)_0 > 8.0 \times 10^{-13} \text{ année}^{-1}$$

Pour ce qui est des observations des QSO, ils montrent que s'ils sont cosmologiques, alors il n'est pas possible de construire un modèle de Brans-Dicke s'ajustant à ces observations sans tenir compte de l'évolution de la luminosité.

Les expériences avec un laser indiquent que  $|\omega| \geq 30$ ; Bishop<sup>81</sup> montra ainsi qu'il n'y a pas de raison de restreindre  $\omega$  à des valeurs positives. Citons quelques autres aspects qui ont été examinés dans cette théorie. Le problème de la singularité fut étudié et des solutions furent obtenues permettant de l'éliminer<sup>77,78</sup>. Burman étudia la rotation de Faraday<sup>79</sup>; et Barker<sup>80</sup> analysa un cas spécial avec  $G$  constant, et montra que les équations cosmologiques qui résultent son en accord avec n'importe quelles valeurs de  $H_0$ ,  $q_0$ , et  $\rho_0$ . Caloi et Firmani<sup>82</sup> ont modifié la théorie de Brans-Dicke de façon à inclure les effets de la matière et de la radiation sur l'inertie d'un corps et calculèrent la production d'éléments primordiaux; l'abondance primordiale de l'hélium qui y a été obtenue est un peu basse.

### 1.6.3 LE MODELE DE L'ETAT STATIONNAIRE DE BONDI-GOLD

En 1948, Bondi et Gold<sup>83</sup> proposèrent l'idée que l'univers est à la fois homogène dans l'espace et dans le temps, c'est-à-dire que n'importe quelle partie de l'univers doit toujours avoir paru semblable dans le passé, et paraîtra toujours la même dans l'avenir. Ainsi cette théorie est le développement d'une seule hypothèse fondamentale, sans équation de champ: l'hypothèse du principe cosmologique parfait. Selon ce principe, chaque observateur lié au fluide cosmologique voit un univers ayant le même aspect à tout instant. La seule façon de réconcilier ce postulat avec le mouvement en expansion des galaxies, est de supposer que de nouvelles galaxies sont créées continuellement de façon à compenser la dispersion de celles déjà existantes des plus vieilles. Si de nouvelles galaxies sont créées, alors Bondi-Gold ont fait l'hypothèse que cette création exigeait l'apparition d'un atome d'hydrogène par heure par mille cubique dans l'espace intergalactique. Cette hypothèse est évidemment en désaccord avec le principe de la conservation de la matière.

Mentionnons finalement que dans ce modèle il n'y a pas de point singulier. Les quelques relations importantes pour cet univers stationnaire mais non-statique, et avec  $k = 0$ , sont

$$1 + z = \frac{R(t_o)}{R(t_1)} \quad , \quad cz = \frac{R(t_o)}{R(t_o)} \cdot D \quad , \quad H = \frac{1}{T}$$

où  $D$  est la distance de la galaxie observée et  $z$  est le décalage spectral. (1.49)

$$4 \pi R^2 \rho v = \frac{4 \pi R^3 Q}{3} \quad , \quad v = \frac{R}{T}$$

où le taux de création de la matière est donnée par  $Q = \frac{3 \rho}{T}$ . Les variables qui se trouvent dans l'équation (1.49) ont déjà été définies dans la section des modèles relativistes.

#### 1.6.4 LE MODELE DE L'ETAT STATIONNAIRE DE HOYLE

L'idée d'un modèle d'univers stationnaire fut prolongée par Hoyle qui modifia les équations de la relativité générale d'Einstein afin de permettre une création continue de la matière dans l'espace. De même que Bondi et Gold, Hoyle accepta le principe cosmologique parfait comme principe de base. Dans son modèle, le  $ds^2$  relativiste doit mener à la relation suivante:

$$8\pi G\rho = \frac{3}{T^2}, \quad \lambda = \frac{3\rho}{T} = 3\rho H \quad (1.50)$$

où  $\rho \sim 10^{-29} \text{ g/cm}^3$ , (les variables et les constantes ont été définis dans la section sur les modèles relativistes). Hoyle ajouta le terme de création afin de rendre la densité constante et de résoudre les équations de la relativité générale. La masse de tout l'univers augmenta graduellement

voilà  $15 \times 10^9$  années, et l'effet de ce changement de masse sur la lumière des objets éloignés produit le décalage vers le rouge. En fait, Hoyle-Bondi-Gold admettent que la matière intergalactique représente 90 % de la matière de l'univers, dont la densité moyenne serait  $5 \times 10^{-29} \text{ g/cm}^3$ , soit  $3 \times 10^{-5}$  atomes d'hydrogène par  $\text{cm}^3$ . Mais l'univers est en expansion. Il faut que toute la matière de l'univers soit doublée toutes les  $2 \times 10^9$  années. La création continue devrait donc être d'à peu près un atome d'hydrogène par litre d'univers par milliard d'années, ou  $10^{-43} \text{ g/cm}^3/\text{s}$ .

Les observations (voir chapitre 3) vont soit vérifier l'authenticité ou soit rejeter la théorie de la création continue. En effet, si la lumière des galaxies lointaines fut émise voilà longtemps, les galaxies les plus éloignées devraient avoir été plus jeunes au temps où elles ont émis leurs rayons de lumière. Donc, si on observe des changements systématiques dans les caractéristiques des galaxies, par exemple la couleur intrinsèque, le volume, et que ces changements soient une fonction de la



distance, alors la théorie va être rejetée. La densité des radio-sources peut aussi servir comme critère d'acceptabilité de la théorie, car celle-ci prévoit une valeur constante et indépendante de l'éloignement. Mentionnons que les modèles évolutionnistes exigent d'être corrigés par un "effet d'évolution" des radio-sources; cette correction peut se faire dans les luminosités des sources. Cependant, la théorie de l'état stationnaire (celle qui n'a pas été modifiée pour être en accord avec les observations présentes) ne peut pas échapper à être en désaccord avec les observations en recourant aux changements possibles de la luminosité  $L$ , car cela contredirait les postulats de bases du modèle: les sources elles-mêmes évoluent, meurent, et de nouvelles sont constamment formées, la valeur moyenne de  $L$  restant constante.

Il peut être démontré que la théorie de l'état stationnaire permet l'existence d'un champ magnétique intergalactique, et d'un gaz "chaud" dans l'espace intergalactique qui fournirait un travail mécanique capable de se changer en énergie aussi élevée que celle des rayons cosmiques. Ceux-ci exerceraient une pression sur les amas. Mentionnons aussi que, dans la théorie de l'état stationnaire:

- a) Les galaxies sont créées en tout temps et ne devraient pas être d'un âge uniforme.
- b) Tout processus qui exige des densités très élevées peut survenir dans les étoiles, les objets supermassifs, et les trous noirs.
- c) L'espace intergalactique est le site d'une agitation intense. L'interaction entre deux particules apparaît comme un couplage entre deux ondes de l'éther. De temps en temps, une particule peut être annihilée et revenir au chaos de l'éther. De plus, le chaos de l'éther pourrait aussi

créer des particules à partir d'une fluctuation de lui-même.

d) Les galaxies sont formées par la compression de la matière froide (c'est-à-dire les galaxies elles-mêmes) par la matière chaude de l'espace intergalactique.

e) La théorie n'accepte pas la validité des principes de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement au niveau local. La transformation des tensions négatives est possible et se traduit par une création de matière.

f) Le *redshift* galactique peut être dû à un vieillissement de la lumière lors de son parcours à travers les espaces intergalactiques.

g) La théorie fait l'hypothèse qu'il existe des galaxies de tous les âges. Si on trouve des galaxies beaucoup plus vieilles, ce serait alors un argument en faveur de cette théorie. Les relations  $(N,m)$  et  $(m,z)$  offrent ainsi une façon de décider entre cette théorie et les cosmologies de la relativité générale. La figure suivante illustre l'évolution d'un modèle de l'état stationnaire.

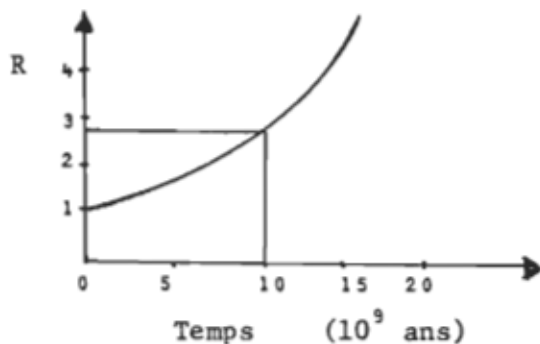


Figure 1.20

Le modèle de l'état stationnaire. Cette figure montre que la distance d'une galaxie est presque trois fois sa distance initiale après  $10 \times 10^9$  années.

### 1.6.5 LES MODELES COSMOLOGIQUES DANS LA THEORIE DE LA GRAVITATION CONFORME INVARIANTE DE HOYLE ET DE NARLIKAR

Hoyle et Narlikar analysèrent les modèles de Friedmann dans une théorie de la gravitation conforme invariante. Cette théorie est "Machienne" dans le sens que la masse d'une particule est due à son interaction avec un champ de masse créé par d'autres particules. Un autre aspect apparaît lorsqu'on étudie le problème de la singularité dans cette théorie. En effet, celle-ci ne survient pas physiquement puisque l'univers aurait une deuxième moitié (pour laquelle  $t < 0$ ) opposée à celle de notre univers actuel ( $t > 0$ ). Les deux moitiés contribuent au champ de masse et sont donc liées physiquement<sup>83,84</sup>.

Après que Hoyle ajouta son tenseur de création

$$T_{ik} = (T_{ik})_{\text{matière}} + (T_{ik})_{\text{création}} \quad (1.51)$$

aux équations de champs et qu'il inventa avec Narlikar le champ scalaire  $C$ , la théorie stationnaire devint celle d'un univers dans lequel des paquets de d'ondes gravitationnels très forts sont les sites où se fait la création de la matière. Le taux global de création<sup>410</sup> serait d'environ  $3 \times 10^{-46} \text{ g/cm}^3/\text{s}$ . Ils espéraient ainsi pouvoir rendre compte de l'énergie des radio-sources, des QSO, et des rayons cosmiques à hautes énergies. La théorie suppose maintenant que des particules avec des énergies très hautes peuvent être créées dans des objets qui se sont énormément contractés. Le taux de création d'énergie serait alors  $Q = 10^{15} \left(\frac{M}{M_0}\right)^2 \text{ erg/s}$ , où  $M$  est la masse de l'objet après la création des particules et  $M_0$  est sa masse originale.

Hoyle et Narlikar proposèrent deux explications pour la forme de la relation  $(N,S)$  des radio-sources: premièrement, que les galaxies deviendraient des galaxies radio à un âge  $\sim \frac{1}{H}$ , et deuxièmement qu'il existerait une non-uniformité sur une échelle extragalactique dans la distribution

des galaxies (pour des amas contenant  $10^5$  galaxies), et qu'ainsi il y aurait un manque local de radio-sources.

Des versions plus récentes de cette théorie supposent des solutions aux équations de champs en accord avec un état d'une densité très haute de la matière dans le passé. Cette possibilité dépend de l'introduction en physique d'un champ de création avec une énergie négative, et d'une création non-uniforme de la matière. Il a été suggéré que nous vivons (sur l'échelle d'un rayon de Hubble) dans une bulle de galaxies en expansion; il y aurait des inhomogénéités de la grandeur des amas et des superamas de galaxies dans cette bulle. Lorsqu'on applique la théorie du champ-C à un univers inhomogène et contenant une distribution uniforme d'objets massifs, alors la création de la matière aurait un taux non-uniforme, avec un taux plus grand proche d'objets massifs. Ainsi, les objets massifs seraient des "poches" de création. Une idée semblable a aussi été examinée par McCrea, et par Price. Price obtena l'action

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int R \sqrt{-g} \, d^4x - \sum_a \int m_a da - \frac{1}{2} f \int C_i C^i \sqrt{-g} \, d^4x + \sum_a \int C_i da^i \quad (1.52)$$

où les deux premiers termes représentent la géométrie et l'inertie, et les deux derniers termes sont ceux de la création de la matière. Ici  $C_i$  représente le gradient d'un champ scalaire  $C$ , et  $f$  est sa constante de couplage.

Avant de conclure la présentation des modèles stationnaires, donnons quelques détails supplémentaires sur les possibilités de la création de matière et de particules avec des masses au repos nulles. Mentionnons tout d'abord que le champ-C de Narlikar<sup>11,12</sup> est très efficace et qu'il amène l'idée que la matière peut être créée par plusieurs *mini-bangs*.

Le calcul des probabilités de la création de paires de particules à partir du vide par un champ externe non-stationnaire a été faite par différentes méthodes pour les modèles de Friedmann quasi-Euclidiens. Par contre, les problèmes sont loin d'être résolus. On essaie toujours d'unifier la relativité générale et la théorie quantique. On sait que des paires particules - antiparticules peuvent s'annihiler et donner des gravitons<sup>\*13</sup>, et vice versa; il se pourrait même qu'il existe une création de paires à partir du vide comme en électrodynamique quantique. Mais alors qu'en théorie des champs quantiques, il est facile d'interpréter les états "on" et "off", ceci n'est pas le cas en cosmologie, puisque l'univers n'est jamais "off". Comment alors devrions-nous interpréter la création de particules ? Il est possible de l'interpréter à travers la diagonalisation de l'hamiltonien de la théorie des champs et à partir de la transformation de Bogoljubov. La matrice S de cette théorie permet à l'expansion de l'univers de ne pas être nécessairement "off" <sup>\*14, \*15</sup>.

Il faut faire attention lorsqu'on examine la création de particules au début de l'univers car la production de particules est importante au moment où des géodésiques séparées par une longueur d'onde de Compton vont diverger par plus d'une longueur d'onde de Compton dans un temps de Compton. Pour cette raison, lorsqu'on s'approche de la condition  $t=0$  de l'espace-temps, le taux de création augmente **sans** aucune limite.

Schafer et Dehnen<sup>\*16</sup> se servirent de la théorie du champ quantifié de Dirac dans l'espace-temps courbé de la relativité générale afin de calculer le taux de création de particules dû à l'expansion de l'univers. Ils obtinrent

$$\frac{dN}{dt} = \frac{9}{12a} \pi (\hbar c / m_0^2 G)^{3/2} \cdot (m_0 c / \hbar)^{1/2} \sqrt{H_0 c} = 6 \times 10^{61} s^{-1} \quad (1.53)$$

où  $a = 0.22$  et  $\frac{dN/dt}{2\pi^2 R^3} = 16$  particules/km<sup>3</sup>/année. Ce résultat exige autant de matière que d'antimatière et satisfait à l'univers symétrique d'Alfvén et d'Omès. Un autre processus de création et d'annihilation de paires se servirait d'un champ magnétique aussi fort que  $m^2 c^3 / \hbar e \approx 4.4 \times 10^{13}$  gauss<sup>17,18</sup>.

Un dernier aspect est que si l'on suppose que  $G$  varie, alors la théorie prédit que les températures et les luminosités des étoiles, en plus de leur structure, vont être affectées<sup>86</sup>.

#### 1.6.6 CONCLUSION

Les cosmologistes ont analysés d'autres théories de la gravitation que celle d'Einstein afin de pouvoir réconcilier les données sur les échelles de temps; plusieurs ont apporté des solutions raisonnables mais qui exigeraient d'être développées afin de répondre à toutes les différentes observations disponibles. Plusieurs de ces théories ont l'avantage d'éliminer la singularité initiale; d'autres, comme celles où les constantes de la physique varient avec le temps, pourraient, si elles s'avéraient justes, changer notre conception de quelques principes fondamentaux de la physique.

Dans les modèles stationnaires, les galaxies sont créées en tout temps, les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement ne sont pas respectées au niveau local; de plus, des tensions négatives sont la source d'une création de matière. On a vu aussi que la théorie d'un vieillissement de la lumière rend compte du *redshift* galactique, et que les modifications apportées par Hoyle et Narlikar à la théorie de l'état stationnaire peuvent donner des résultats intéressants, et en faveur de cette cosmogonie. Des développements théoriques futurs sur la

façon dont la création de la matière peut se faire dans un univers localement inhomogène, et des études sur les objets éloignés (radio-sources, QSO) qui auraient plus de précision (du point de vue des observations et des interprétations des observations), aideront à décider si vraiment cette cosmologie peut représenter l'univers.

Les observations des *redshifts* des quasars et les dénombrements des radio-sources, ont été interprétés par Hoyle comme étant en accord avec la théorie de l'état stationnaire; par contre, Schmidt<sup>197</sup> montra, au contraire, que ces observations sont incompatibles avec cette théorie. Plus récemment<sup>196</sup>, une analyse de la relation  $(z,m)$  à partir des mesures des 98 amas de la liste de Sandage et Hardy (voir chapitre des observations), montre que l'univers stationnaire ne peut pas être abandonné. L'analyse de Skarzynski<sup>198</sup> montre également que les observations sont en accord avec l'univers stationnaire.

#### 1.7 LES TESTS DE LA RELATIVITE GENERALE ET DES CHAMPS SCALAIRES.

Les quatre tests de la relativité générale sont 1) la précession du périhélie de Mercure, 2) la déflexion de la lumière par le Soleil, 3) le décalage gravitationnel vers le rouge, 4) l'expansion de l'univers<sup>87,88,89</sup>.

Le deuxième test donne des résultats assez incertains; il pourrait y avoir des erreurs jusqu'à au moins 8 %. Einstein a prédit une déflexion de 1.70, mais les nouvelles théories prédisent aussi autour de 1.60 et 1.70. Puisqu'il n'y a pas beaucoup d'espoir d'augmenter la précision de ce test, on doit trouver d'autres sources, comme par exemples les quasars 3C273 et 3C279. On pourrait mesurer ainsi la déflexion des micro-ondes venant de ces sources. L'erreur expérimentale serait environ de 1 %.<sup>90</sup>

Einstein prédit 43'' par On pour le premier test; d'autres théories

prédissent un taux de précession plus petit. Dicke montra que le Soleil n'est pas une sphère parfaite, mais plutôt un sphéroïde oblat; il y aurait donc une petite fraction dans la précession qui ne serait pas dû à un effet relativiste. Ainsi les autres théories pourraient être justes<sup>91</sup>.

A moins que les tests de la relativité augmentent en précision jusqu'à moins de 1 % , on ne pourra pas discriminer entre les différentes théories de la gravitation.

Les mesures de la déflexion de la lumière de certaines sources radio ont données  $1.775 \pm 0.019$  ou  $1.015 \pm 0.011$  fois la prédiction d'Einstein. Ce résultat n'est pas conséquent avec la formulation du scalaire-tenseur avec une constante de couplage du scalaire  $\omega < 23$  . Par contre, les quasars donnèrent une valeur égale à  $0.96 \pm 0.05$  fois la valeur prédite par Einstein<sup>92</sup>.

## 1.8 LES MODELES COSMOLOGIQUES SPATIALEMENT HOMOGENES, NON-ISOTROPIQUES

### 1.8.1 INTRODUCTION

Dans les modèles homogènes, non-isotropiques, la théorie de la relativité générale (sans la constante cosmologique) est acceptée comme théorie de la gravitation. Quelques exemples de ces modèles sont les cosmologies de types I, V, et IX de Bianchi. L'univers, dans ces modèles, peut être non seulement en expansion, mais aussi en rotation. Les modèles sont non-isotropiques et contiennent une singularité. Misner formula un hamiltonien à partir de la méthode hamiltonienne de la relativité générale, la formulation ADM. Cette approche conduisit ensuite à la cosmologie quantique.

Les modèles homogènes non-isotropiques peuvent être appliqués à éliminer la singularité initiale de l'univers et à étudier les anisotropies dans le fond de micro-ondes. Raychaudhuri<sup>120</sup> a pu éliminer la singu-



larité initiale en abandonnant l'hypothèse de l'isotropie. Son équation de base s'écrit

$$\theta_{,\sigma} u^\sigma + \frac{1}{3} \theta^2 = -R_{\sigma\tau} u^\sigma u^\tau - \sigma^2 + \omega^2 \quad (1.54)$$

laquelle se définit, qualitativement, comme suit

$$\left( \begin{array}{c} \text{La dérivé de} \\ \text{l'expansion } \theta \end{array} \right) + \left( \begin{array}{c} \text{Le terme} \\ \text{d'expansion} \end{array} \right) = - \left( \begin{array}{c} \text{La densité} \\ \text{d'énergie} \end{array} \right) - \left( \begin{array}{c} \text{cisaillement} \\ \sigma \end{array} \right) + \left( \begin{array}{c} \text{Le terme} \\ \text{de la} \\ \text{rotation} \\ \omega \end{array} \right)$$

Le rôle de la viscosité va être également examiné dans la présente section, ainsi que les nombreux aspects des modèles non-isotropiques de Bianchi.

L'existence d'une anisotropie (une caractéristique non-isotropique) dans un modèle cosmologique, permet l'étude théorique de plusieurs effets importants, comme par exemple les effets des champs magnétiques primordiaux, de la viscosité des neutrinos, de la théorie cinétique, de la théorie des perturbations, et aussi de la formation des galaxies. Lorsqu'un champ électromagnétique est ajouté dans les modèles avec des fluides parfaits, alors le tenseur énergie-quantité de mouvement doit contenir en plus l'énergie et la quantité de mouvement du champ. Si on ajoute un champ magnétique primordial, les équations de champ doivent inclure le tenseur impulsion-énergie du fluide ainsi que le tenseur énergie-quantité de mouvement. Un modèle avec un champ magnétique primordial peut exiger une certaine quantité d'anisotropie, et peut affecter la nature de la singularité.

Lorsqu'on obtient la forme du tenseur impulsion-énergie à partir de la théorie cinétique, il faut supposer que la matière cosmique est composée de particules qui interagissent entre elles par collisions, ou avec des champs électromagnétiques. La théorie cinétique peut avoir un tenseur

impulsion-énergie avec le terme de la viscosité; les solutions des équations de champ donnent alors l'effet de l'anisotropie sur le modèle.

Misner<sup>105</sup> examina l'expansion cosmique au temps où la température diminue jusqu'à une certaine valeur critique  $T_0$  à laquelle les neutrinos sont libres; c'est le temps de découplage, le temps où le parcours moyen n'est ni trop petit, ni trop grand, et où, la dissipation de l'énergie (ou le transfert de l'énergie d'une partie à l'autre de l'univers), peut se faire assez facilement. Il obtena une approximation de la valeur du terme de la viscosité des neutrinos et analysa son effet sur l'anisotropie de l'univers, et montra que la viscosité des neutrinos peut diminuer l'anisotropie plus rapidement que si le transfert de l'énergie des neutrinos n'était pas possible. Il conclut que l'anisotropie diminue très rapidement au temps où les neutrinos commencent à se découpler de la matière cosmique; ainsi, même si l'univers présent est très isotropique, cela ne veut pas dire qu'il doit nécessairement avoir été aussi isotropique au début de l'expansion. Cet effet des neutrinos va être examiné un peu plus en détail dans la section présente.

La cosmologie chaotique, le modèle vide T-NUT-M, l'univers "Mix-master", les cosmologies hamiltonienne et lagrangienne, le minisuperespace, la cosmologie quantique et, finalement les cosmologies de Schwarzschild, vont toutes être examinées dans la section présente. Ces cosmologies sont très importantes pour le tout début de l'univers et plusieurs d'entre elles évoluent à partir d'anisotropies.

### 1.8.2 LES MODELES ANISOTROPIQUES (OU NON-ISOTROPIQUES)

Les modèles non-isotropiques servent à analyser la présence d'un champ magnétique cosmologique<sup>101</sup>, qui peut avoir été très important au début de l'univers<sup>93</sup>. Novikov<sup>94</sup> analysa des modèles de type VII et IX dans

lesquels l'expansion initiale et la courbure de l'espace sont non-isotropiques. Il compara ses résultats avec les données actuelles de la radiation cosmique de micro-ondes qui elle-même, est supposée contenir une anisotropie égale à  $\frac{\Delta T}{T} < 10^{-3}$ . Si on suppose que la densité de l'univers est  $\rho_0 \approx \rho_E$ , alors l'expansion<sup>558,561</sup> aurait dû être isotropique à partir du début de l'univers. Par contre, si  $\rho_0 < \rho_E$ , alors on ne peut rien conclure puisque  $\frac{\Delta T}{T}$  est proche de sa valeur maximum seulement dans un endroit particulier de l'univers. Ceci nous fait conclure que l'anisotropie dans la radiation du fond cosmique dépend légèrement seulement du temps quand l'univers est devenu isotropique. Le temps où l'univers est devenu isotropique ne devrait pas être plus tard que le temps de Planck,  $t \approx (\hbar/c^5)^{1/2} \approx 10^{-43}$  sec. Cette conclusion coïncide avec celle de Zel'dovich à propos de la création quantique de paires par le champ gravitationnel durant un début anisotropique.

Parlons maintenant des anisotropies qui sont supposées avoir existées durant les premières phases de l'explosion initiale. On peut montrer que si l'univers avait été anisotropique au début et qu'il tendit rapidement par la suite vers un état isotropique, que la température devait se comporter comme  $T = 1.04 \times 10^{10} (t + \alpha)^{-1/2}$  ( $\alpha$  est une constante arbitraire). Mais si l'univers avait été anisotropique au début et en expansion à partir d'une double-surface plutôt qu'à partir d'un seul point, alors la relation devient  $T = \beta t^{-1/2}$  ( $\beta$  est un paramètre dépendant du type ou du degré d'anisotropie). Cette dernière relation doit être utilisée à un temps proche de la singularité initiale. Il est possible d'obtenir une relation entre ces deux expressions:  $t_0 = \frac{8(1.04 \times 10^{10})^6}{27 \beta^6}$ ,  $\alpha = \frac{1}{2} t_0$ . Ainsi, on peut montrer que l'anisotropie affectera la formation de l'hélium car des réactions comme  $n + p \rightleftharpoons D + \gamma$  ne produiront pratiquement pas de D à  $T = 10^{10} K$ ,

si l'anisotropie devient plus forte, le taux de la réaction devient aussi plus grand que le temps de l'évolution; si l'anisotropie dure trop longtemps, alors il ne se formera pas de l'hélium. Par contre, certaines valeurs de l'anisotropie<sup>560</sup> permettent une production très grande de l'hélium<sup>111,102</sup>. On conclut que dans les cosmologies anisotropiques, le taux d'expansion est plus rapide à une certaine température que dans le cas isotropique<sup>103</sup>. Ce taux est plus rapide dans les cosmologies de Jordan-Dicke-Brans où la valeur effective de  $G$  est plus élevée que dans le passé. Si on augmente le taux par un facteur  $\geq 10^6$ , l'hélium ne se formera pas. Thorne<sup>97</sup> montra qu'il est juste possible de construire des modèles anisotropiques dans lesquels l'expansion est augmentée suffisamment pour supprimer l'hélium et le deutérium, mais aussi que l'anisotropie a eu toutefois le temps de diminuer jusqu'à une valeur en accord avec l'isotropie de la radiation du corps noir cosmique.

D'après Berger<sup>100</sup>, un champ scalaire quantifié de création (point de vue de Schrodinger) peut donner une création infinie si le temps initial est pris comme étant celui de la singularité. Carswell<sup>99</sup> analysa un modèle homogène axialement symétrique et anisotropique, et contenant de la radiation, de la matière, et un champ magnétique uniforme. Il montra qu'à partir d'un champ magnétique faible qui existerait à l'instant présent, et aussi à partir d'une petite anisotropie dans le fond de micro-ondes, les modèles peuvent produire seulement 5 % de l'hélium primordiale. Il montra également que la "viscosité" due au temps de parcours moyen long des neutrinos est efficace à "isotropiser" des modèles avec des formes de cigares, mais n'est pas efficace pour d'autres modèles. Il y aurait ainsi plus d'hélium qui se serait formé dans ces modèles que dans le cas isotropique.

Une étude du modèle de type I, et de l'équation de transfert relativiste, porta Anile<sup>98</sup> à affirmer que, dans un univers anisotropique, le

rayonnement du fond cosmique de micro-ondes est anisotropique et polarisé.

Kubo<sup>95</sup> étudia l'évolution et les âges des modèles cosmologiques anisotropiques qui tiennent compte du terme cosmologique; ce terme contiendrait de la "poussière". Il examina aussi l'effet du cisaillement dans l'expansion de l'univers.

Lorsque l'on considère les effets quantiques et l'effet de la création de particules dans les modèles anisotropiques, de petits tourbillons qui auraient existés à partir du temps de Planck,  $10^{-43}$  seconde, seraient suffisants à "isotropiser" l'expansion de l'univers<sup>96</sup>. Ainsi l'expansion approcherait le type d'expansion d'un modèle de Friedmann.

Liang<sup>104</sup> analysa la formation de chocs à partir d'ondes simples à une dimension en relativité spéciale et dans des modèles de Friedmann; il obtint une formule pour le taux de production de l'entropie et l'appliqua à étudier la formation des galaxies.

### 1.8.3 LE ROLE DE LA VISCOSITE ET LE PHENOMENE DE LA DISSIPATION AU DEBUT DE L'UNIVERS

Le rôle de la viscosité est souvent considéré en même temps qu'on essaie d'expliquer la très haute entropie par baryon dans l'univers. Lorsque les termes de la viscosité<sup>562</sup> dominent, il y a des effets, comme par exemple la création de particules par le champ gravitationnel au moment initial, qui peuvent survenir et être interprétés par les termes de la viscosité<sup>105</sup>.

Un fait difficile à expliquer que l'on trouve dans les modèles isotropique et homogène, est que l'on doit postuler un rapport de la densité de la radiation sur celle de la matière (ou, le nombre de photons dans le fond cosmique sur le nombre de baryons), lequel rapport est obtenu

à partir des observations présentes. Ce rapport est de l'ordre de  $10^8$ . Cela amena plusieurs cosmologistes à étudier des modèles avec des anisotropies très grandes, et aussi avec des "inhomogénéités", au début de l'univers. Dans certains de ces modèles, l'anisotropie initiale peut être diminuée par le phénomène de la "dissipation", ce qui a comme conséquence d'augmenter l'entropie de la radiation. Un exemple d'un processus de dissipation est celui de l'effet quantique, c'est-à-dire de la création de particules. Le processus des interactions faibles en est un autre exemple. En effet, si le temps de parcours moyen des particules est assez long, alors les forces de la viscosité sont capables de diminuer l'anisotropie dans l'expansion. Une situation semblable survint durant l'ère des leptons où  $6 \times 10^9 \lesssim T \lesssim 1.5 \times 10^{12}$  K. Un autre processus de dissipation pourrait, d'après Murphy<sup>113</sup>, exister à la température  $T \sim 10^{20}$  K lorsque les gravitons sont en équilibre thermique avec la matière. Cependant, l'existence d'une telle époque est assez incertaine; en effet, la théorie d'Hagedorn (que l'on examinera plus loin dans une autre section) prédit une température maximum  $T \sim 10^{13}$  K. Une analyse des modèles anisotropiques "plats" de type I a été faite par Caderni et Fabri<sup>112</sup>. Ils examinèrent plus particulièrement l'ère des leptons en tenant compte de la viscosité due au cisaillement et celle due au volume. Les résultats de leur analyse montrent que la viscosité due aux neutrinos réduit l'anisotropie dans l'expansion. Ils ont pour cela supposé que la densité du nombre de baryons est  $4 \times 10^{23}$  à  $T = 6 \times 10^9$  K (si on veut retrouver à l'instant présent  $H_0 = 50 \text{ Km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$  et  $T = 2.7$  K), et obtinrent la même valeur d'entropie  $S \sim 10^8$  qu'on observe présentement. L'anisotropie résultant de l'évolution de leurs modèles est  $\frac{\Delta T}{T} \approx 3.8 \times 10^{-7}$ . Ces résultats supportent l'idée que l'état présent de l'univers n'est pas déterminé par des conditions initiales très spéciales (ils obtinrent le même S pour des conditions initiales très différentes) dû au hasard, mais

plutôt par les propriétés physiques de la matière cosmologique<sup>107,108</sup>. Mais il y a plusieurs modèles de Friedmann qui sont incapables de donner des explications à la très grande entropie par baryon que l'on observe<sup>112,106</sup>.

Les autres conséquences des effets de la viscosité sont assez nombreux. Citons que la viscosité de volume, d'après Heller et Klimek<sup>110,109,111</sup>, serait capable de résoudre le problème de la singularité initiale. Matzner et Misner<sup>105</sup> ont trouvé que le processus neutrino-neutrino produit une dissipation assez efficace pour réduire l'anisotropie.

#### 1.8.4 LES COSMOLOGIES DE BIANCHI DE TYPES I À IX

A partir de l'équation (1.1) et  $R = g^{\alpha\beta} R_{\alpha\beta}$ , et ainsi que de la loi de conservation (1.3), on peut montrer que l'identité géométrique suivante est possible:  $(R^i_k - \frac{1}{2} R \delta^i_k);_i = 0$ . On substitue les formes de la courbure, et on obtient l'identité de Bianchi (voir référence 816, p. 41):

$$R^{\alpha}_{\beta\rho\sigma};\tau^{\omega\rho}\Lambda\omega^{\sigma}\Lambda\omega^{\tau} = 0 \quad (1.55)$$

où  $\omega$  est la rotation. L'équation (1.55) est à la base des études faites sur les modèles de types I à IX de Bianchi. Seulement les résultats de ces études vont être cités dans cet ouvrage. Mentionnons en premier le modèle spatialement<sup>114,115</sup> homogène et vide de type I<sup>117</sup>, ou modèle  $T_3$ ; il a été étudié parce qu'il contient une singularité et qu'il peut facilement être comparé aux modèles contenant de la matière. Ils sont utiles à montrer les contrastes entre les modèles vides et les modèles emplis de matière. Citons rapidement que les modèles de type IX deviennent "singuliers" lorsqu'on les emplit de matière, et qu'ils englobent les modèles fermés de Friedmann. Les modèles de type V sont les modèles spatialement ouverts de Friedmann.

Des caractéristiques importantes comme la rotation, le cisaillement et l'anisotropie, on fait que les modèles de type IX ont été étudiés

en profondeur<sup>116</sup>. Ellis étudia des modèles contenant de la matière et dont le vecteur d'écoulement du fluide n'est pas normal aux surfaces de l'homogénéité<sup>118</sup>. Barrow<sup>119</sup> analysa la nucléosynthèse dans les modèles de Bianchi. Il trouva que les observations actuelles de l'hélium et du deutérium apportent des limites au rapport du cisaillement sur le taux d'expansion de l'univers; ces limites seraient plus sévères que celles exigées par l'isotropie du fond cosmiques à 2.7 K.

Les modèles anisotropiques de type IX peuvent être représentés par la figure suivante.

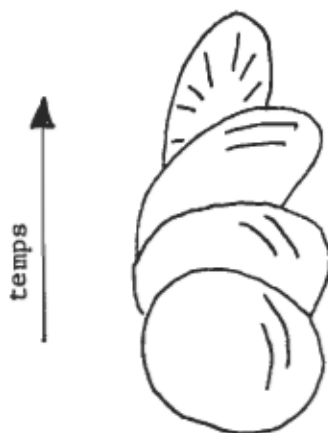


Figure 1.21 L'évolution d'un univers en rotation de type IX. Les surfaces représentent un volume fluide élémentaire comme dans le modèle T-NUT-M.

Afin d'obtenir l'anisotropie dans la loi de Hubble, il faut calculer

$$\langle \Delta H \rangle^2 = \left( \frac{d\beta}{dt} \right)^2_{xx} + \left( \frac{d\beta}{dt} \right)^2_{yy} + \left( \frac{d\beta}{dt} \right)^2_{zz} \quad (1.56)$$

où  $\frac{d\beta}{dt}$  donne le taux différentiel de l'expansion le long des axes principaux de la métrique. La valeur actuelle du taux du cisaillement détermine la dispersion minimale dans la valeur de  $H_0$ . Les observations nous donnent  $\frac{(\Delta H)^2_{rms}}{H^2} < 10^{-2}$ ; ce résultat montre que les mouvements de cisaillement n'affectent pas l'expansion moyenne générale.



### 1.8.5 LE MODELE SPATIALEMENT HOMOGENE "VIDE" T-NUT-M

Dans ce modèle, les sections du genre espace évoluent dans un temps propre fini de "ouvert" à "fermé" à "ouvert". Il n'y a pas de singularité, bien que le modèle soit en expansion et qu'il puisse se contracter. Par contre, si on ajoute de la matière à ce modèle, il devient un modèle avec une singularité. Ce modèle est seulement une approximation de l'univers présent parce qu'il est supposé "vide" de matière<sup>151</sup>. La figure suivante montre qualitativement les différences entre l'évolution d'un modèle de Friedmann et l'évolution du modèle sans singularité T-NUT-M.

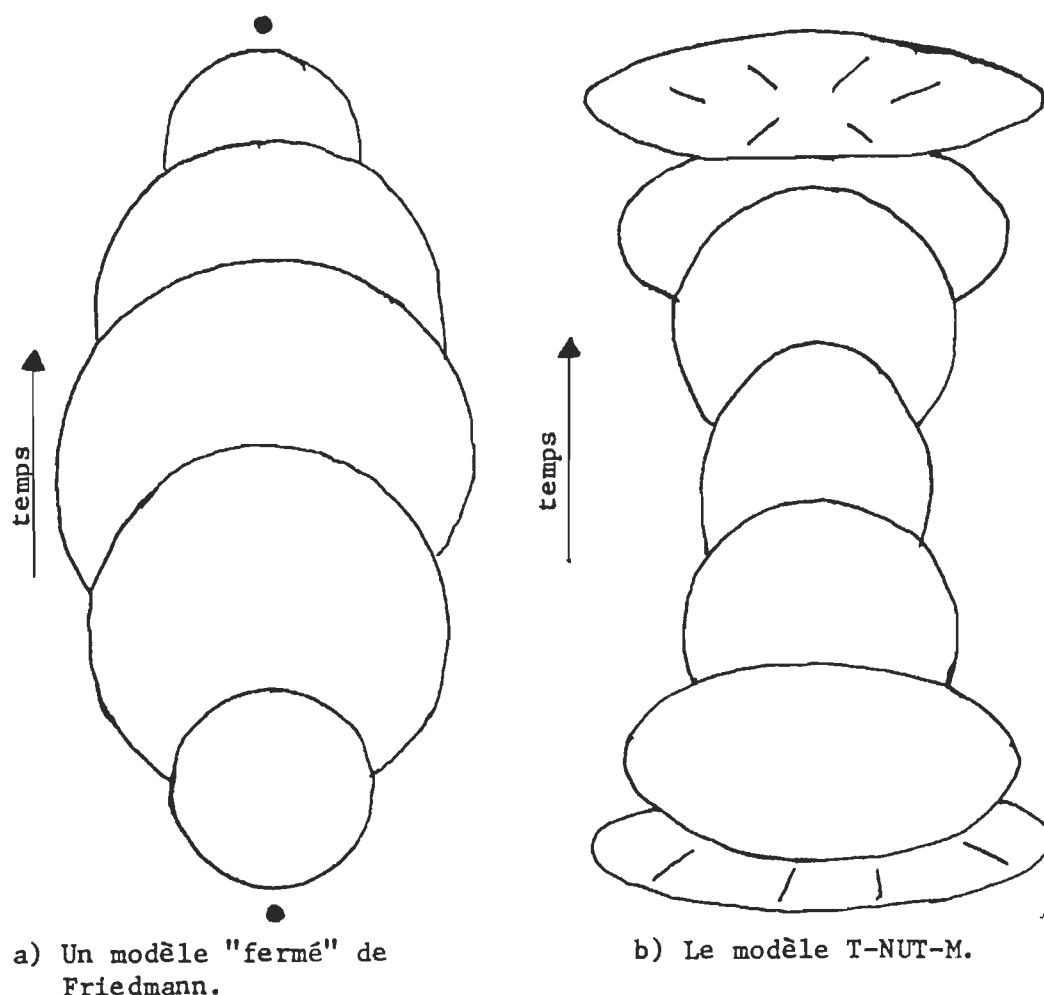


Figure 1.22 Comparaison entre un modèle "fermé" de Friedmann, et le modèle vide T-NUT-M. Dans le modèle de Friedmann, les sphères sont d'abord en expansion, puis en contraction; la densité de la matière devient infini au temps  $t = 0$ . Le modèle T-NUT-M n'a pas de singularité géométrique à  $t = 0$ .

### 1.8.6 LES ROTATIONS DE L'UNIVERS, DES GALAXIES, ET DES AMAS DE GALAXIES

Les dimensions et les formes des galaxies et des amas de galaxies dépendent de la distribution de la matière dans ces objets, et de la force de la gravitation. Les parties extérieures des galaxies et des amas de galaxies qui existèrent au début de l'expansion, ont participé à l'expansion générale et, pour cette raison, le  $ds^2$  de la métrique de Robertson-Walker doit être remplacé par un  $ds$  qui tient compte du mouvement local de la rotation. Ainsi, une théorie cosmologique pourrait être amenée à donner des explications non seulement au sujet de l'origine, mais aussi aux "formes" des galaxies et des amas. Il se peut que le problème de la singularité initiale se résolve en même temps que ceux des rotations. En effet, Pachner<sup>143</sup> imagina un mouvement rotatoire des galaxies et des amas de galaxies qui aurait existé au début de l'univers. Il montra que la rotation, lorsque combinée avec un gradient de pression, peut faire éviter la singularité.

Hawking<sup>143'</sup> examina des modèles cosmologiques spatialement homogènes de Bianchi contenant un cisaillement et une "vorticité" (la vorticité veut dire une rotation de la matière autour d'un observateur en mouvement avec la matière). Dans ces modèles, l'univers est en rotation sans pourtant qu'il y ait un centre de rotation. Cette rotation locale peut avoir des effets importants sur la formation des galaxies. Il montra aussi que la viscosité peut diminuer la vorticité.

Gomide<sup>144</sup> parla du principe de Mach (celui défini par Whitrow) dans le contexte des modèles cosmologiques homogènes et de la rotation cosmique. Il trouva que les modèles "fermés" statiques sont en accord avec le principe de Mach si les rotations sont assez petites.

Les observations de l'isotropie du fond cosmique de micro-ondes peuvent donner des limites supérieures aux anisotropies des modèles spatialement homogènes<sup>808,145</sup>. L'isotropie du fond de rayon-X peut donner des limites pour le cisaillement et la vorticité de l'univers. Ces observations permettent ensuite de calculer la quantité de rotation qui existe présentement et, ainsi, d'extrapoler à la vitesse de rotation qui a dû exister au début de l'univers<sup>147,498</sup>.

Silk<sup>147,148</sup> examina un modèle de Gödel qui tient compte de la rotation, et montra que le modèle peut être stable même s'il y a des perturbations dans le plan de la rotation, mais qu'il est instable aux perturbations dans la densité le long de l'axe de rotation. Il suggéra qu'un modèle d'univers réel doit non seulement être en expansion, mais aussi tenir compte d'une rotation non-nulle. Fennely<sup>149</sup> examina aussi un modèle de Gödel en rotation et montra que la vorticité peut exercer un effet sur la relation (N,S); cet effet est du même type que les effets due à l'évolution des galaxies.

Il suffit d'une rotation excessivement lente,  $1''$  en  $10^7$  années, pour éviter le problème de la singularité initiale et de faire l'hypothèse que l'univers explosa au début de l'univers. Résumons les effets de la rotation de l'univers. Premièrement, elle peut éliminer la singularité initiale dans les modèles cosmologiques spatialement homogènes; deuxièmement, la rotation peut, sans abandonner l'hypothèse de l'homogénéité, expliquer le phénomène qu'on observe plus d'amas de galaxies dans une moitié du ciel que dans l'autre. Finalement, la rotation peut donner une explication à cette petite différence entre les valeurs obtenues pour la constante de la précession comme mesurée à partir des observations des galaxies éloignées ou à partir du système planétaire.

### 1.8.7 L'UNIVERS "MIXMASTER" ET LA COSMOLOGIE CHAOTIQUE

Des photons, des neutrinos, ou des ondes de choc pourraient servir à faire un lien physique sur des distances cosmiques, s'il existe une géodésique nulle qui s'enroule autour de l'univers. Ce transfert d'énergie est appelé *mixing* et correspond à un horizon assez grand dans toutes les directions<sup>140</sup>. Matzner et Chitre analysèrent l'effet de la rotation dans l'univers "Mixmaster" et montrèrent que la rotation ne donne pas beaucoup de *mixing* comparé aux modèles sans rotation<sup>141</sup>.

Regge<sup>139</sup> étudia un modèle "vide" de type IX d'univers de Bianchi et montra que les perturbations diminuent en même temps que l'univers de "Mixmaster" est en expansion. L'analyse de Misner des modèles "diagonaux" de type IX d'univers de Bianchi peuvent évoluer de façon que la distance autour de l'univers dans une direction donnée soit très petite durant un certain temps, ce qui permet ainsi à la lumière de se propager autour de l'univers. Une conséquence d'un tel modèle est que les perturbations qui se propagent autour de l'univers peuvent rendre l'univers homogène. Ce processus est aussi appelé *mixing*.

Misner examina aussi l'idée que ce n'est pas par hasard qu'on peut observer l'isotropie et l'homogénéité sur une aussi grande échelle de notre univers. Il postula que les anisotropies et les inhomogénéités ayant existé au début de l'univers, disparurent en même temps que l'univers évolua. Afin de montrer son idée, il analysa la façon dont une anisotropie diminue selon du temps dans les modèles de types I et IX d'univers de Bianchi et proposa l'univers "Mixmaster" pour illustrer

les processus par lesquels "l'isotropisation" se fait. Le même modèle sert aussi à montrer la façon dont l'univers devient homogène. Cette idée fut suivie par Collins et Hawking<sup>138</sup> qui proposèrent un univers dans lequel les galaxies peuvent se former, et dans lequel une anisotropie et une inhomogénéité initiale diminuent au fur et à mesure que l'univers s'approche du moment présent.

Eichler<sup>137</sup> examina les conditions chaotiques dans l'univers durant et antérieurement à l'époque  $(1+z) \sim 10^4$  ; ces conditions donnent le spectre d'un "bruit blanc" de fluctuations dans l'entropie jusqu'à une masse d'environ  $10^6 M_{\odot}$ . La fluctuation de la densité du nombre de baryons aurait alors été égale à  $\frac{\Delta\rho}{\rho} \sim 1$  ; ceci donnerait une explication aux densités observées dans les amas globulaires et dans d'autres systèmes ayant une origine primordiale.

#### 1.8.8 LES COSMOLOGIES HAMILTONIENNE ET LAGRANGIENNE

La cosmologie hamiltonienne est l'étude des modèles cosmologique (plus particulièrement, les modèles non-statiques de la relativité générale) à l'aide des équations de mouvement dans leur forme hamiltonienne. Cette étude est la première étape à suivre si on veut pouvoir quantifier la gravitation. Arnowitt, Deser et Misner postulèrent que la théorie hamiltonienne de la gravitation; ensuite DeWitt l'appliqua à des modèles cosmologiques de Friedmann. Misner introduisit la cosmologie lagrangienne; il se servit du  $g_{00}$  d'Einstein comme d'un lagrangien. Plusieurs cosmologistes adoptèrent ces techniques pour quantifier les modèles cosmologiques<sup>121,122</sup>. Les deux formulations, hamiltonienne et lagrangienne, donnent les mêmes résultats; c'est seulement une question de goût qui nous fait choisir une formulation plutôt que l'autre. La formulation hamiltonienne

nienne est un peu plus générale<sup>123</sup>. Ryan<sup>123</sup> montra que les techniques hamiltoniennes sont valables aussi pour une certaine classe de cosmologies "vides". Par exemple, les termes quadratiques dans le lagrangien du tenseur de Riemann<sup>124</sup>, sont dûs à des effets de la quantification des champs de matière (ou de sources). Mais ce type de modifications quantiques de la relativité générale n'enlèveront pas la singularité initiale dans les modèles de Friedmann. La description hamiltonienne de l'évolution des modèles anisotropiques de type I d'univers de Bianchi, permet de voir directement la façon dont l'anisotropie dans la constante de Hubble de l'univers diminue à partir de la singularité jusqu'à l'instant présent<sup>150</sup>.

En reformulant les modèles spatialement homogènes par les techniques hamiltoniennes, Misner fut amené à étudier le *minisuperspace*. On sait que la gravitation quantique se sert de fonctions d'ondes qui ont pour domaine est appelé le superspace. Le sous-ensemble de toutes les troisgéométries homogènes comme appliqué en cosmologie quantique est appelée le *minisuperspace*. Ainsi il est possible d'imaginer que le superspace se réduit d'un espace infini à un *minisuperspace* "fini" lorsqu'on impose la condition de l'homogénéité. Gowdy<sup>131</sup> continua l'étude commencée par Misner et proposa de nouvelles métriques pouvant mener à d'autres équations de mouvement du superspace. Par la suite, Berger<sup>132</sup> obtena un ensemble complet de fonctions d'ondes pour n'importe quel temps dans le modèle d'univers quantifié  $T^3$ . La cosmologie quantique, les cosmologies de Schwarzschild, les modèles de Kantowski-Sachs, et la cosmologie qualitative sont des cosmologies qui se servent de techniques hamiltonienne et lagrangienne. Examinons maintenant celles-ci.

## LA COSMOLOGIE QUANTIQUE

La cosmologie quantique est l'application de la théorie quantique de la gravitation au problème cosmologique. Ainsi, il faut chercher les équations quantifiées de la relativité générale qui donnent des solutions pouvant évoluer de façon à produire, par la suite, des univers de Friedmann ou des solutions très proches de ces univers. DeWitt et Misner<sup>125,126</sup>, étudièrent des solutions pour des modèles dans lesquels l'homogénéité est imposée avant de quantifier le champ de gravitation. Un exemple important de la cosmologie quantique est le modèle de type IX d'univers de Bianchi, lequel est supposé homogène et anisotrope. La quantification de la géométrie a pour effet de produire des "paquets d'états anisotropiques" semblables aux niveaux d'énergies atomiques.

Les quantités utiles en cosmologie quantique sont<sup>127</sup>:  
 $(\hbar/c^3)^{1/2} = 1.62 \times 10^{-33} \text{ cm}$ ,  $(\hbar/c^5)^{1/2} = 5.39 \times 10^{-44} \text{ sec}$ ,  $(\hbar c/G)^{1/2} = 2.18 \times 10^{-5} \text{ g}$ ,  
 $M/V = \rho = c^5/G\hbar = 5.16 \times 10^{93} \text{ g/cm}^3$ . On s'attend ainsi à trouver des fluctuations quantiques gravitationnelles à des densités aussi grandes que  $10^{93} \text{ g/cm}^3$ , avec une longueur  $10^{-33} \text{ cm}$ , et une échelle de temps de  $10^{-44}$  seconde, n'a pas de sens en cosmologie quantique. Il survient, quelque part dans le superspace infini, une fluctuation quantique géométrique contenant de la rotation, une anisotropie, et une énergie de courbure. Ce paquet se dilate en  $10^{-44}$  seconde, et les états initiaux de l'anisotropie et de la rotation se changent en des inhomogénéités gravitationnelles, c'est-à-dire en des gravitons; ce gaz de gravitons continue à se dilater. Ceci représente l'évolution de l'univers à partir d'un début initial dans un modèle de la cosmologie quantique. L'évolution se continue comme suit: des interactions gravitons-gravitons surviennent et produisent des paires

de particules-antiparticules. Après  $10^{-43}$  seconde, le temps commence à se définir, et l'horizon de l'univers atteint la dimension de  $10^{-13}$  cm; c'est la dimension quantique d'un proton. La production de paires de protons-antiprotons survient à partir de la réaction<sup>128</sup>



où  $g$  signifie graviton. L'énergie gravitationnelle est alors convertie en masse. D'une façon semblable, la densité totale de particule-antiparticules se crée. La théorie n'explique pas pourquoi on observe plus de matière (c'est-à-dire des baryons) dans l'univers que d'antimatière. Peut-être que l'interaction graviton-graviton n'est pas linéaire et, par conséquent, le nombre baryonique (le nombre de baryons moins le nombre d'antibaryons) ne serait pas conservé durant la période de la formation de la matière. Ou peut-être que le nombre leptonique n'a pas été conservé; la raison de ceci est que chaque proton en trop exige un électron en trop afin de balancer la charge (puisque'on est presque certain que la charge net de l'univers actuel est nulle). Bien que l'on observe que le nombre baryonique soit conservé, il se peut que les énergies ultra-hautes qui existèrent durant la création de paires "lourdes", apportèrent une légère violation de cette loi (mentionnons que cette violation n'est pas aussi importante que la violation de la loi de la conservation de masse-énergie qu'on trouve dans la théorie de l'état stationnaire). Si on suppose vraie la théorie de Wyler sur la dérivation des propriétés des particules élémentaires à partir des caractéristiques symétriques de l'espace-temps de la relativité spéciale, alors les manifestations fondamentales de la matière dépendraient des propriétés géométriques de l'espace-temps. Puisque les propriétés géométriques de l'espace sont très déformées au début de l'univers, on devrait en fait s'attendre à ce que l'univers ne se comporte



pas en accord avec certaines lois de la physique telle qu'elles sont connues présentement. Il est possible que ce soit la raison pour laquelle il existe présentement plus de matière que d'antimatière. Notons que les effets quantiques peuvent résoudre le problème de la causalité qui survient au tout début de l'univers dans les modèles de Friedmann (voir la section 1.3). Jones<sup>129,130</sup> a construit des modèles pour la cosmologie "vide" dans le cas spécial où l'univers est décrit par un champ scalaire. La nature quantique de la gravitation serait, dans ce modèle, une conséquence des propriétés quantiques de ce champ scalaire. Il obtint aussi des solutions cosmologiques pour quelques modèles de Friedmann et de de Sitter. Liang<sup>135</sup> étudia les cosmologies avec de la "poussière" irrotationnelle dans lesquelles la singularité est dominée par le terme des vitesses dans les équations d'Einstein. La dynamique de ces modèles est donnée par l'équation de Einstein-Klein-Gordon.

#### LES COSMOLOGIES DE SCHWARZSCHILD

Les cosmologies de Schwarzschild ont été analysées dans plusieurs ouvrages<sup>811</sup> et, pour cette raison, seulement les résultats vont être donnés dans le présent ouvrage. Mentionnons, d'après Rauscher<sup>142</sup>, qu'à chaque instant durant l'évolution de l'univers, celui-ci obéit à la condition de Schwarzschild  $R_s = \frac{2GM}{c^2}$ , dans laquelle  $R \sim 10^{28}$  cm et  $M \sim 10^{56}$  gm. Il faut supposer une cosmogénèse à partir de la singularité de Schwarzschild qui serait en accord avec une singularité non-ponctuelle dans un univers oscillant. Les conditions initiales sont des variables quantifiées. Il est intéressant à noter qu'afin de maintenir la condition de Schwarzschild, il faut introduire une création continue de la matière à un taux constant durant l'évolution. Le tableau suivant contient les caractéristiques physiques du début de l'univers et sont comparées à celles existant aujourd'hui.

| Quantités physiques | Au début de l'univers            | Au temps présent                |
|---------------------|----------------------------------|---------------------------------|
| Longueur            | $10^{-33}$ cm                    | $10^{28}$ cm                    |
| Temps               | $10^{-43}$ sec                   | $10^{17}$ sec                   |
| Masse               | $10^{-53}$ gm                    | $10^{56}$ gm                    |
| Accélération        | $10^{53}$ cm/sec <sup>2</sup>    | $10^{-7}$ cm/sec <sup>2</sup>   |
| Pression            | $10^{114}$ dynes/cm <sup>2</sup> | $10^{-7}$ dynes/cm <sup>2</sup> |
| Energie             | $10^{16}$ ergs                   | $10^{75}$ ergs                  |
| Densité             | $10^{94}$ gm/cm                  | $10^{-29}$ gm/cm <sup>3</sup>   |
| Température         | $10^{32}$ K                      | 2.7 K                           |
| Entropie            | $10^{-16}$ erg/K                 | $10^{45}$ erg/K                 |

Tableau 1.3 Les conditions initiales du début de l'univers dans les cosmologies de Schwarzschild.

#### MODELE DE KANTOWSKI-SACHS

Ces modèles sont spatialement homogènes et contiennent des hypersurfaces invariantes sous un groupe à quatre dimensions; ils ont une singularité et contiennent des anisotropies. Afin d'obtenir l'hamiltonien cosmologique, il faut se servir de la formulation ADM, c'est-à-dire qu'il faut suivre cette formulation pour réduire l'action d'Einstein

$I = \int R \sqrt{-g} \, d^4x$  à une forme canonique. Collins<sup>136</sup> obtint des solutions exactes pour ces modèles et montra que pour une équation d'état barotrope, une singularité existe autant dans un passé fini que dans un future fini.

#### COSMOLOGIE QUALITATIVE

Dans la cosmologie qualitative, l'hamiltonien pour les modèles de types Bianchi et pour les modèles de Kantowski-Sachs, ressemble à l'hamiltonien d'une particule ayant un potentiel pouvant être représenté par une fonction exponentielle ou même par des murs infinis. Il serait possible d'obtenir à partir de cette approximation une solution qui montre-

rait l'évolution d'un univers homogène<sup>133</sup>. Ryan<sup>134</sup> examina des modèles ayant, simultanément, une expansion, une rotation, et un cisaillement; il montra qu'à l'aide de la cosmologie qualitative, la singularité dans ces univers est semblable à celle de modèles avec seulement une expansion et un cisaillement. Ceci voudrait dire que la rotation ne change pas beaucoup la condition physique de la singularité.

#### MODELE HOMOGENES EN ESPACE ET EN TEMPS

Les travaux qui ont été faits pour ces modèles ne sont pas nombreux. Mais ils permettent de distinguer entre les modèles d'univers de la section présente, les modèles homogènes et anisotropiques dans l'espace et ceux de la section suivante, les modèles non-homogènes. Il est possible de distinguer plusieurs modèles d'univers homogènes dans l'espace et le temps. Mentionnons les modèles "vides"<sup>152</sup>, et les modèles avec des fluides. Les plus connus des modèles avec des fluides sont les modèles d'Einstein et de Godel. Le modèle de Godel<sup>153</sup> est le plus intéressant car il contient une métrique qui n'est pas du type de Robertson-Walker, bien qu'elle soit en accord avec une distribution "incohérente" de matière. La métrique est aussi une solution des équations d'Einstein, mais, par contre, n'accepte pas le principe de Mach. Les univers étudiés par Godel sont des univers "tournants" et ceci fait qu'il n'est pas possible d'avoir un temps cosmique. Ses calculs donnent une période de rotation des systèmes galactiques de  $5 \times 10^6$  ans. Entre autres il examina un modèle qui tient compte de la rotation d'un univers en expansion, et montra que ceci crée nécessairement une anisotropie. Les résultats de son étude montrent qu'il devrait y avoir plus de galaxies dans une partie du ciel que dans l'autre<sup>154</sup>.

### 1.8.9 CONCLUSION

Comme l'a montré Raychaudhuri (équation 1.54), les modèles non-isotropiques sont, en principe, très efficaces pour éliminer la singularité initiale. Ces modèles nous permettent d'étudier la présence d'anisotropies de tout genre, comme par exemples dans l'expansion initiale, dans la courbure de l'espace, dans la température, ainsi que la présence d'un champ magnétique ou d'une rotation au début de l'univers. Les anisotropies actuelles que l'on observe dans le fond de micro-ondes, dans l'expansion de Hubble, et aussi dans certaines propriétés de l'univers comme l'existence possible d'un champ magnétique intergalactique (que nous étudierons dans une autre section), peuvent ensuite être comparés aux valeurs prédites par les modèles. On conclut dans cette section qu'il est toujours possible de trouver un modèle anisotropique au tout début de l'univers, et qu'il devint isotropique très rapidement à l'aide du processus de la dissipation (du rôle de la viscosité). Les observations seront étudiées plus en détails dans un autre chapitre et des conclusions plus précises seront données.

Mentionnons que lorsque l'on compare les anisotropies calculées comme ayant existé au début de l'univers avec les anisotropies à l'instant présent, il n'est pas possible de conclure quoi que ce soit si  $\rho_0 < \rho_E$ . Egalement, mentionnons que la très grande isotropie du fond cosmique de micro-ondes nous force à croire que l'univers devint isotropique pas plus tard qu'environ  $10^{-43}$  seconde après le début de l'expansion. Une autre contrainte à l'anisotropie du début de l'univers est donnée par les abondances des éléments légers ( $^4\text{He}$ , D).

En plus des neutrinos, de petits tourbillons ayant existé à partir du temps de Planck, seraient capables "d'isotropiser" l'univers. Mais

si l'anisotropie initiale est diminuée par un processus de dissipation (comme la création de particules), alors l'entropie augmente (les forces de la viscosité diminuent l'anisotropie).

Les modèles d'univers de Bianchi sont utiles pour étudier la rotation et le cisaillement. Les abondances de l'hélium et du deutérium peuvent apporter des limites très sévères au cisaillement. Il a été montré que les mouvements du cisaillement n'affectent pas l'expansion moyenne générale.

Parmi les modèles sans singularité, on trouve le modèle vide T-NUT-M et quelques modèles de la cosmologie quantique.

Il a été montré que l'étude des rotations de l'univers, des galaxies et des amas de galaxies peuvent être très utiles pour étudier le problème de la singularité initiale, et la formation des galaxies et des amas de galaxies. Les observations de l'isotropie du fond de micro-ondes et de rayon-X donnent des limites à la quantité de rotation ayant existé au début de l'univers. La rotation de l'univers peut éliminer la singularité initiale et donner une explication au phénomène que l'on observe plus d'amas de galaxies dans une moitié du ciel que dans l'autre.

Il a été montré que dans certains modèles d'univers, le processus du *mixing* peut rendre l'univers homogène et isotropique.

La description hamiltonienne de l'évolution de certains modèles de Bianchi, permet de voir directement, la façon dont l'anisotropie de l'univers dans la constante de Hubble diminue à partir de la singularité jusqu'à l'instant présent. Les techniques hamiltonienne et lagrangienne servent de base à la quantification des modèles cosmologiques. La quantification de la géométrie a pour effet de produire des "paquets d'états

anisotropiques". On s'attend à trouver des fluctuations quantiques gravitationnelles à la naissance de l'univers, qui aurait eu lieu sous des conditions de densité égale à  $10^{93} \text{ gm/cm}^3$  et de temps de  $10^{-43}$  seconde.

### 1.9 LES MODELES COSMOLOGIQUES NON-HOMOGENES

Les modèles homogènes sont une première approximation aux propriétés de l'univers puisque l'univers n'est au fond pas homogène, chaque galaxie représentant, en réalité, une condensation de matière avec une densité plus élevée que dans son voisinage. C'est la raison pour laquelle plusieurs cosmologistes ont été amenés à travailler sur les modèles non-homogènes (ou inhomogènes) qui tiendraient compte de ce morcellement de la matière. Mentionnons qu'un modèle homogène est instable lorsqu'il se produit des perturbations dans la densité, et qu'il devient alors non-homogène. Dans les modèles non-homogènes, la densité et la pression varient non seulement en fonction du temps mais aussi en fonction de la position dans l'espace.

Il y a donc des raisons importantes pour lesquelles les modèles non-homogènes sont été étudiés:

- 1) Ils peuvent décrire et donner une explication à l'*inhomogénéité* actuelle sur une petite échelle, c'est-à-dire tenir compte de la formation des galaxies et des amas de galaxies et de leurs distributions.
- 2) Ils doivent permettre de calculer l'*inhomogénéité* de l'univers à grande échelle, et prédire l'incidence que celle-ci aura sur les valeurs des paramètres observables.
- 3) Ils sont sans doute importants pour calculer les premières phases du début de l'univers, celui-ci ayant en bien dans des conditions vraisemblablement inhomogènes.

Dans la section présente, seulement les aspects très généraux des modèles non-homogènes sont présentés. Puisqu'ils ne sont pas très nombreux, ils seront tous parcourus à tour de rôle.

D'après Hirokov et Fisher<sup>156</sup>, lorsque l'on construit des modèles homogènes relativistes, il faudrait effectuer une moyenne sur le premier membre des équations d'Einstein puisque l'on fait déjà une moyenne sur le second membre. Ainsi, les équations d'Einstein

$$\text{(micro)} \quad G_1^k(g) - \frac{1}{2} \delta_1^k G(g) = \chi T_1^k \quad (1.57)$$

devraient être remplacées par

$$\text{(macro)} \quad G_1^k(\bar{g}) - \frac{1}{2} \delta_1^k G(\bar{g}) + C_1^k(\bar{g}) = \chi T_1^k \quad (1.58)$$

Le terme  $C_1^k$  dépend des fluctuations du micro-champ et son origine est purement géométrique. Les solutions de ces équations ne présentent pas de singularité initiale.

En 1947, Bondi obtint des résultats très généraux pour un modèle contenant de la matière "incohérente". Puis Bonnor, en 1956, proposa des solutions ayant une symétrie sphérique qui s'approchent des modèles de Friedmann sur des distances très grandes à partir du centre de symétrie. Un théorème important sur les modèles inhomogènes avec matière "incohérente", fut découvert, en 1955, par A. Raychaudhuri<sup>894</sup>. Ce théorème est basé sur le scalaire de l'expansion, le tenseur du cisaillement, et le tenseur de la vitesse angulaire.

Parmi les modèles inhomogènes, on trouve le modèle de Cahill et Taub<sup>896</sup> avec  $p \neq 0$ , et les solutions de Tabensky et Taub<sup>895</sup> pour  $p = \rho$ .

Ne'eman et Tauber obtinrent, en supposant  $p = 0$ , un petit bang "retardé" avec une masse arbitraire et un temps arbitraire. Dans ce dernier modèle, la solution devient un espace-temps d'Einstein-de Sitter en même temps que  $M$  devient grand; mais au centre,  $M = 0$  ( $M$  est la masse contenue dans une sphère quelconque). Ce bang peut être retardé aussi longtemps que l'on veut. Certains supposèrent que la matière est répartie régulièrement mais de manière "discrète", comme les atomes dans un réseau cristallin. Dans ces modèles, l'univers est divisé en un nombre  $N$  de cellules qui obéissent à la métrique de Schwarzschild<sup>897</sup>. Plusieurs galaxies sont contenues dans chaque cellule et le champ de gravitation suit une symétrie sphérique au bord de la cellule. Ainsi, pour une répartition régulière de cellules, il se produirait un mouvement global d'expansion ou de contraction.

Certains travaux récents<sup>898</sup> peuvent confirmer ou refuter la cosmologie chaotique, c'est-à-dire la cosmologie qui suppose qu'à la singularité, les conditions initiales peuvent être de tout genre et évoluer par la suite vers des modèles de Friedmann. Ces travaux sont basés sur des modèles non-homogènes.

Puisque dans les modèles non-homogènes<sup>896</sup>,  $\rho$  et  $p$  varient avec le temps aussi bien qu'en fonction de la position spatiale, alors il est possible de supposer que l'expansion n'ait pas commencé simultanément partout en même temps, mais par exemple, de plus en plus tard au fur à mesure qu'on s'éloigne de l'origine. Un processus de condensation pourrait avoir en lieu à l'origine des coordonnées, ou encore, la matière dans l'univers pourrait être un ensemble de petites sources "discrètes" qui seraient dispersées uniformément dans l'espace comme les molécules d'un gaz idéal. Il n'y aurait pas de singularité dans ce modèle.



Les quarks sont très utiles pour interpréter les conditions initiales, et peuvent éliminer la possibilité que l'entropie présente de l'univers soit due à la dissipation de petites fluctuations<sup>157</sup>. Ceci fait conclure que le début de l'univers fut soit inhomogène, soit anisotropique. Mais l'existence des Quarks est assez controversée. Aussi est-il préférable de s'en tenir aux études sur la dissipation de l'anisotropie et de l'inhomogénéité du début de l'univers. Ces études<sup>158</sup> donnent des explications assez raisonnables de la grande entropie que l'on observe présentement.

Harrison<sup>159</sup> montra que les inhomogénéités initiales se développèrent en galaxies mais qu'elles ne purent pas survenir spontanément durant l'expansion; les galaxies ont dû avoir eu des formes primitives lorsque l'expansion commença. Il supposa que les inhomogénéités initiales ont été des fluctuations dans la métrique et montra que l'explosion initiale et la phase de la radiation furent peuplées de proto-galaxies possédant un spin.

Parce que l'univers est très homogène sur une grande échelle et très isotropique, les modèles de Robertson-Walker représentent convenablement l'évolution depuis la phase du plasma primordial (voir la section 2.3.1). Mais il existe des aspects dans les observations qui nous font croire que l'univers n'a pas toujours été ainsi, et qu'il a dû être inhomogène et anisotropique durant les premières phases de l'expansion. Par exemple, l'existence des horizons cosmologiques dans les modèles de Robertson-Walker portent à croire que l'univers n'a pas pu s'homogénéiser lui-même à l'aide des processus de la causalité au début de l'univers. De plus, il est maintenant bien établi que les petites inhomogénéités sur une petite échelle, comme les amas de galaxies et les galaxies, ne se sont pas formées

à partir de fluctuations statistiques (ceci sera examiné en détail dans le chapitre suivant). La grande entropie du fond cosmique peut vouloir dire indiquer que le début de l'univers fut chaotique, ou encore qu'il fut inhomogène (ou anisotropique).

Liang<sup>160,161</sup> analysa des modèles inhomogènes possédant une symétrie cylindrique et montra que des ondes de choc se formèrent à cause de la dissipation rapide des fluctuations.

Bien que Misner ait montré qu'il existe une grande variété de conditions initiales à partir desquelles l'univers actuel aurait pu se former, Collins et Hawking montrèrent que dans les modèles spatialement homogènes, seulement un petit groupe de conditions initiales sont permises si l'on veut obtenir l'isotropie présente de l'univers. Par contre, en tenant compte des inhomogénéités au début de l'univers, Bonnor<sup>162</sup> obtint une grande variété d'états initiaux à partir desquels l'univers aurait pu se former. Ses modèles inhomogènes sont à symétrie sphérique et tendent asymptotiquement vers un univers en accord avec le principe cosmologique<sup>900,901</sup>.

Szekeres<sup>163,164</sup> analysa des métriques qui généralisent les modèles cosmologiques de Bondi-Tolman, ceux d'Eardley-Liang-Sachs, ainsi que ceux de Kantowski-Sachs. Il décrivit des modèles inhomogènes contenant de la poussière irrotationnelle.<sup>165</sup>

Il a pu exister au début de l'univers, des "corps" avec des dimensions plus petites que le rayon de Schwarzschild  $R_g = 2 GM/c^2$  ; ces "corps retardés"<sup>899</sup> ont pu être le point de départ d'un processus d'accrétion de la radiation. Cette radiation ne participa pas à l'expansion générale et

devrait pouvoir être observée. Des considérations du même genre donnent des limites au spectre initial des fluctuations inhomogènes.

Misner<sup>902</sup> modifia les modèles inhomogènes de Kasner de façon à obtenir des modèles avec des champs gravitationnels quantifiés.

Szekeres découvrit des modèles inhomogènes avec de la "poussière" *irrotationnelle* sans symétrie spatiale. Ses modèles sont une généralisation des modèles de Friedmann et aussi ceux de Kantowski-Sachs, et présentent diverses possibilités d'évolution. Ils contiennent un modèle de Friedmann ouvert qui évolue à partir d'états initiaux très différents<sup>165</sup>.

Dyer et Roeder<sup>166, 167, 500</sup> ont examiné des modèles inhomogènes à petite échelle qu'on appelle les modèles de "Swiss cheese", et dans lesquels la constante cosmologique est non-nulle. Ils calculèrent les distortions des objets éloignés dues au passage de leur lumière près d'agglomérations de matière, comme par exemple les galaxies<sup>903</sup>.

Afin de comprendre la façon dont les galaxies primordiales se seraient formées, on peut supposer que les galaxies actuelles sont les vestiges d'un milieu initialement turbulent. Mais cette méthode présente des difficultés car les turbulences ont tendance à se désintégrer trop rapidement pour permettre aux galaxies de se former. Par contre, après la période de découplage le milieu aurait été suffisamment compressible pour permettre la formation d'ondes de choc, lesquelles éventuellement amasseraient la matière pour former une galaxie. Ainsi, les turbulences peuvent mener à la création des galaxies. La turbulence des photons est une façon très convenable pour produire des tourbillons dans le gaz de matière avant que ne survienne le processus de la "fragmentation" de celui-ci. Par la suite, la dissipation des mouvements turbulents devient

une source de réchauffement de ce gaz durant la période pré-galactique.

Si elles s'avèrent être justes, les observations des *redshifts* anormaux extragalactiques vont prouver que l'expansion de Hubble<sup>498</sup> ne se fait pas de la même manière pour des directions différentes du ciel. Plusieurs observateurs ont apporté des évidences que l'expansion de Hubble n'est pas isotropique (voir chapitre des observations). La valeur du paramètre de Hubble serait différente dans le super-amas local. Mavrides<sup>904,905,168</sup> se sert de modèles inhomogènes afin de décrire les mouvements des galaxies dans le super-amas local; celui-ci est considéré comme une région en expansion dans une *vacuole* contenue dans un modèle de Friedmann.

Bonnor<sup>169</sup> construisit un modèle qui tient compte de la variation de la densité cosmique obtenue par de Vaucouleurs. Son modèle évolue à partir d'une inhomogénéité et devient graduellement semblable au modèle d'Einstein-de Sitter, et est en accord avec les observations<sup>498</sup>.

Canuto<sup>170</sup> examina l'évolution de l'univers durant une époque avant la période de découplage de la matière et de la radiation. Il montra que si on tient compte des effets non-linéaires<sup>155</sup> dans les théories des interactions entre matière et radiation, alors il est possible que des "structures" puissent se former avant que ne survienne la période de découplage. Ces processus non-linéaires sont la source de grandes inhomogénéités. D'après Canuto, une onde hydrodynamique initiale voyageant dans un plasma chaud, créerait un soliton (ou onde solitaire); ce soliton deviendrait par la suite la perturbation initiale nécessaire aux équations non-linéaires de Korteweg-deVries. Ces équations peuvent créer une cascade de solitons, chacun d'eux représentant une perturbation spatiale dans la densité. En gros, son modèle peut permettre à une turbulence de se créer qui serait capable d'engendrer la formation des galaxies.

Certains ont considéré des univers de Friedmann "collés" ensembles topologiquement avec une densité en-dessous de la "densité critique". on a aussi examiné la possibilité d'images fantômes<sup>906</sup>, c'est-à-dire qu'une galaxie pourrait être observée comme étant à deux endroits à la fois.

Epstein et Petrosian<sup>172</sup> analysèrent les effets des inhomogénéités primordiales sur la production des éléments H, He, et Li, et montrèrent que les fluctuations dans la température n'affectent pas beaucoup la production des abondances. Un autre résultat de leur analyse montre que des inhomogénéités dans la densité permettent d'élargir les contraintes imposées par les limites de la production d'hydrogène.

Barrow<sup>173,175</sup> analysa un modèle inhomogène et anisotropique dans lequel l'inhomogénéité est produite par des fluctuations dans le cisaillement; il obtint une condition suffisante pour que se produise un processus de dissipation d'énergie par des neutrinos en collision. Cet état physique apporterait des explications sur le contenu très chaud (le rayonnement) de l'univers actuel, et sur son isotropie et son homogénéité sur une grande échelle. Il introduisit aussi des trous noirs qui serviraient de "germes" pour la formation des galaxies.

Un modèle non-homogène très populaire est celui d'Omer avec  $\Lambda > 0$ . Dans ce modèle, la distribution de la matière est à symétrie sphérique et l'observateur est situé près du centre de symétrie. Dans ce modèle la séparation de deux points varie non seulement avec le temps mais aussi comme une fonction de cette séparation elle-même. De plus, le modèle tend vers un univers de de Sitter après un temps très long.

Le modèle inhomogène "Swiss cheese"<sup>497</sup> est un modèle de Friedmann

avec un nombre arbitraire de condensations sphériques situées dans les centres de trous sphériques qui évoluent suivant la métrique de Schwarzschild. Ce modèle fut étudié par Einstein et Straus en 1946, et par Kantowski en 1969. Ils trouvèrent que la relation distance-décalage vers le rouge était changée au point que la valeur de  $q_0$  était doublée dans certains cas.

Finalement, mentionnons qu'un univers inhomogène statique qui contient un champ scalaire avec une masse nulle a été proposé par Novello<sup>174</sup>.

Ceci termine la présentation des caractéristiques générales des modèles non-homogènes. Nous avons vu que dans ces modèles  $\rho$  et  $p$  varient spatialement et avec le temps. Ainsi, l'expansion aurait pu ne pas commencer partout en même temps. Les inhomogénéités initiales pouvait être de tout genre: des fluctuations dans la métriques, perturbations dans la densité et la pression (existence de "corps retardés", ou de poussière *irrotationnelle*), fluctuations dans le cisaillement et dans la température, des effets non-linéaires dans les théories des interactions entre la matière et la radiation (création de solitons et donc, de tourbillons). Les inhomogénéités auraient ~~pu se~~ dissipé<sup>502</sup> très rapidement durant les premières phases de l'expansion de l'univers. Un exemple d'un processus de dissipation est la dissipation d'énergie par les neutrinos en collision.

Ceci termine la présentation des modèles non-homogènes. Les modèles non-homogènes représentent une partie très importante autant en cosmologie qu'en cosmogonie car ils peuvent donner des explications raisonnables de la formation des galaxies primordiales. Bien que les travaux n'en sont qu'à leur début, il est déjà possible de voir que ces modèles

offrent un choix très vaste de solutions à plusieurs problèmes comme ceux de la singularité initiale, de la grande entropie actuelle dans l'univers, de l'*inhomogénéité* actuelle sur une petite échelle, de la façon dont l'univers s'est "homogénéisé", et finalement de l'origine des galaxies.

## 1.10 D'AUTRES MODELES COSMOLOGIQUES

### 1.10.1 INTRODUCTION

Dans la section présente, les modèles cosmologiques non-relativistes vont être présentés. Ce sont des cosmologies systématiquement euclidiennes: les unes, les cosmologies newtoniennes, admettent les principes de la cinématique classique et l'existence d'un temps absolu; les autres, les cosmologies relativistes au sens restreint, se réclament de la cinématique de la relativité restreinte. Ces théories peuvent rendre compte de l'effet Hubble.

Le *Big Bang froid* sera trouvé utile à donner une explication à la grande entropie par baryon; l'univers symétrique suppose l'existence de l'antimatière; les modèles hiérarchisés, basés sur les observations de De Vaucouleurs, prédisent l'existence des superamas qui seraient eux-mêmes des amas et ainsi de suite; le *Big Bang* d'Hagedorn suppose l'existence des quarks au tout début de l'univers.

### 1.10.2 LA COSMOLOGIE NEWTONIENNE

En 1934, Milne et McCrea ont montré que la cosmologie newtonienne était équivalente à la cosmologie relativiste sur plusieurs points importants (voir le tableau 1.4). En fait, tous les modèles d'univers homogène et isotropique de la relativité générale se retrouvent dans la cosmologie newtonienne. Ici le principe cosmologique s'exprime comme suit: pour un

observateur en mouvement avec une particule du fluide, l'univers a la même apparence que pour tout autre observateur en mouvement si ces observateurs prennent leurs observations pendant le même temps. La cosmologie newtonienne se base sur un temps universel absolu, et est représenté par un espace tridimensionnel absolu. Les modèles cosmologiques newtoniens sont<sup>177,178,179</sup> :

a) Les modèles à expansion isotropique, sans rotation, et ayant une singularité initiale.

b) Les modèles à rotation rigide; ici le fluide tourne partout avec une vitesse angulaire  $\omega$  par rapport à un système inertiel local.

c) Les modèles à expansion isotrope et à rotation rigide; ici la rotation élimine la singularité initiale.

d) Les modèles non-homogènes, à "vacuoles".

On peut montrer que les équations différentielles newtoniennes se réduisent à

$$\frac{1}{R^2} \cdot \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{8}{3} \pi G \rho(t_0) - \frac{2k+1}{R^2} \lambda^2 \quad (1.59)$$

Le tableau suivant montre les modèles newtoniens et les modèles cosmologiques de la relativité générale.



Tableau 1.4 Les modèles cosmologiques newtoniens et leurs modèles correspondants de la relativité générale.

| $k > 0$  | $k \leq 0$  |
|--|---|
| modèle de Lemaître<br>$\lambda > \lambda_c$<br>modèle d'Einstein<br>$\lambda = \lambda_c$<br>modèles d'Eddington-Lemaître<br>$\lambda_c > \lambda > 0$<br>modèle avec un minimum<br>modèle oscillant | $\lambda \geq 0$<br>modèle en expansion avec<br>un point de départ unique |
| $0 \geq \lambda$<br>modèle oscillant   | $\lambda < 0$<br>modèle oscillant   |

De même qu'il est possible d'obtenir les analogues newtoniens des modèles de Friedmann, de même il est possible d'obtenir les analogues newtoniens des modèles de Godel. Il y a aussi d'autres modèles newtoniens avec des solutions qui tiennent compte d'une distorsion du fluide, mais ils ne seront pas examinés.

Mentionnons que dans les cosmologies de Minkowski, les modèles d'univers suivent une loi de la gravitation qui est Lorentz-invariante. Les différences importantes entre ces modèles et ceux des modèles newtoniens apparaissent lorsque des observations sur des objets très éloignés sont interprétées, c'est-à-dire sur des objets ayant des vitesses relativistes (une galaxie se trouvant à la distance  $w$  a une vitesse de récession  $v = c \tanh w$ ). Géométriquement, l'univers en expansion de Minkowski est le même que l'univers statique de Minkowski; les différences

sont dans les coordonnées cosmologiques  $t$  et  $w$ .

### 1.10.3 LA COSMOLOGIE CHRONOMETRIQUE DE SEGAL

Une théorie récente qui a fait l'objet de beaucoup de travaux par son découvreur, est celle de Ségal. La théorie chronométrique de Ségal est une modification de la relativité spéciale et ses caractéristiques importantes sont<sup>202,204,205,203</sup>:

1) L'espace est sphérique dans l'ensemble, quoi que localement, l'espace-temps soit Minkowskien.

2) Son temps physique est différent de celui de la relativité spéciale.

3) Elle est basée sur des considérations de symétrie, et sur certaines propriétés de groupe des équations de Maxwell.

4) La théorie est, qualitativement, cinématique.

5) Elle est en accord avec les exigences de l'homogénéité spatiale et temporelle, et de l'isotropie: l'invariance de Lorentz, la causalité, et donne une base de travail à la théorie des champs quantiques.

6) Elle prédit des relations entre les luminosités, les décalages vers le rouge, les diamètres angulaires, et le nombre d'objets extragalactiques; par exemple  $z = \tan^2 \frac{r}{2R}$ . Ces relations ne dépendent pas de paramètres qu'il faut ajuster comme on le fait en relativité générale, c'est-à-dire  $q_0$  et  $\Lambda$ . Une analyse statistique rigoureuse d'un grand nombre d'échantillons de galaxies et de quasars ( $\geq 100$ ) accepte ces relations à des niveaux de probabilité assez hauts.

7) La distribution des *redshifts* des quasars qu'on s'attend à trouver avec une distribution uniforme, est en accord avec la théorie

chronométrique et avec les observations. Au contraire, dans la théorie d'expansion, des effets dus à l'évolution doivent être postulés afin d'expliquer cette distribution de quasars. La théorie chronométrique peut donner une explication à l'arrêt soudain des quasars après un décalage  $z \sim 3$ .

8) L'étude importante faite par De Vaucouleurs (voir chapitre 3) sur la relation  $(z,m)$  pour 100 groupes de galaxies proches de nous, confirme la dépendance quadratique apparente du décalage sur la distance; ceci est en accord avec la théorie chronométrique, mais dévie de la loi de Hubble.

9) Le choix des galaxies les plus brillantes dans les amas est une méthode dont se sont servis Hubble, Humason, Mayall, (voir le chapitre 3) et finalement Sandage, comme un moyen de confirmer et d'élaborer la théorie de Hubble. Le statu de cette "plus brillante galaxie" comme une "chandelle standard", n'a pas été établi; il y a même des évidences qui s'y opposent<sup>206</sup>. La théorie chronométrique représente les observations plus efficacement que la théorie de Hubble (voir la figure 1.25).

10) On a souvent dit que les mesures des quasars ne peuvent pas être utilisées dans un test cosmologique à cause de la grande dispersion dans leurs caractéristiques. Cependant, du point de vue de la théorie chronométrique, cette dispersion est très modérée. Les observations des quasars sont en accord avec cette théorie si on suppose une homogénéité dans l'espace et temps, et qu'il n'y a pas eu d'évolution.

11) Dans cette théorie, les vitesses "supra-luminales" sont bien en-dessous de la vitesse de la lumière, ce qui n'est pas le cas dans la théorie de l'expansion.

Les figures suivantes montrent les résultats statistiques obtenus à partir des échantillons les plus importants de galaxies. On voit que la théorie chronométrique semble mieux représenter les observations que le modèle de Hubble.

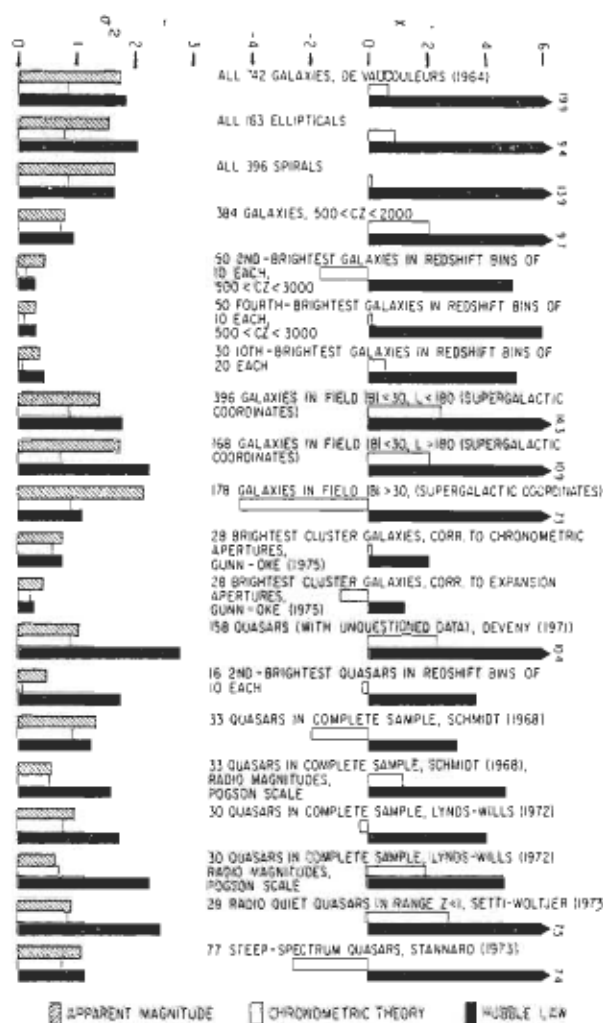


Figure 1.23

La qualité du meilleur ajustement des théories aux relations observées ( $Z, m$ ). La quantité  $X$  est approximativement normalement distribuée avec une moyenne nulle; les variances  $\sigma^2$  sont dans la magnitude apparente. Les mesures sont celles prises dans les références énumérées dans l'article de Segal<sup>205</sup>.

Figure 1.25 Les relations ( $Z, m$ ) des objets extragalactiques les plus brillants. Les références sont les mêmes que pour les figures (1.23) et (1.24).

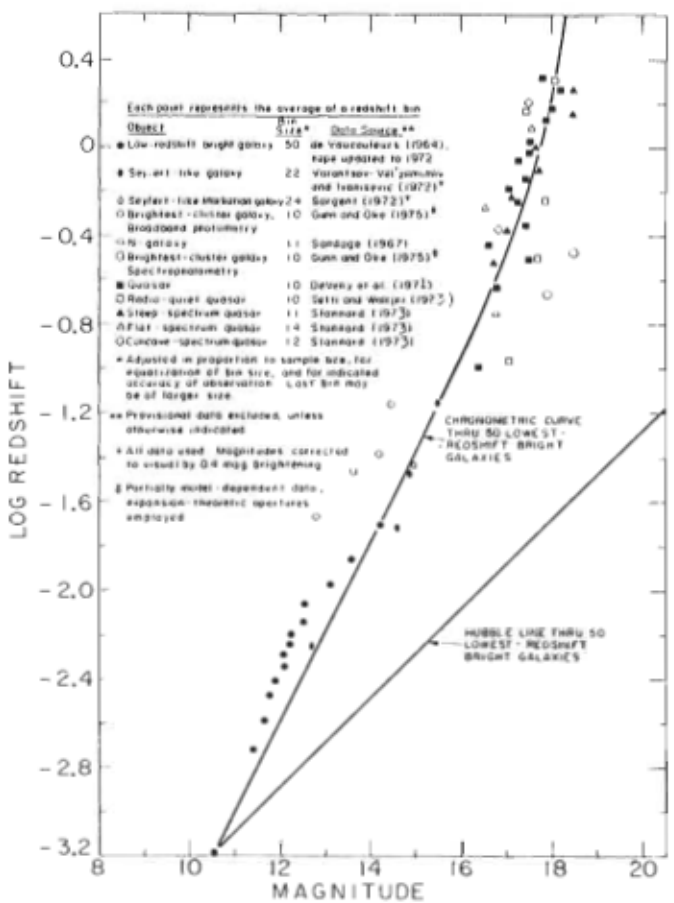
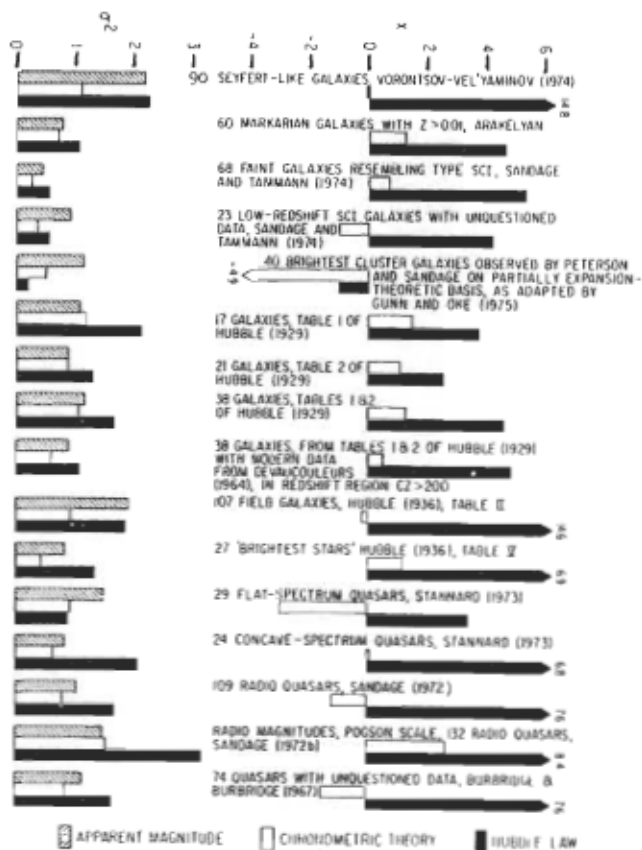


Figure 1.24 Même chose que la figure (1.23)



#### 1.10.4 LE MODELE D'UNIVERS DE MILNE: LA RELATIVITE CINEMATIQUE

Dans le modèle d'univers de Milne, la gravitation n'est pas due à l'influence entre les particules, et les effets gravitationnels globaux sont négligés. Milne<sup>199</sup> postula que l'univers est en expansion sans pourtant qu'il soit affecté par des forces. Il développa un système entier de la physique à partir de la relativité cinématique.

Mentionnons rapidement quelques caractéristiques de son modèle d'univers. Sa théorie ne permet pas à la matière de s'accumuler en étoiles et en galaxies. Tous les points d'où l'on observe se meuvent au hasard à la vitesse  $c$  et obéissent au principe cosmologique. Le nombre de particules est infini et leur vitesse relative par rapport à la Terre est proportionnelle à leur distance. Elle tend vers  $c$  lorsque la distance tend vers  $ct$  (voir la figure 1.26). Tout en étant infini, son univers paraît "fini" avec un rayon  $ct$ . Le passé est infini, comme le montre d'ailleurs les relations suivantes:

$$G = \frac{c^3 t}{m_0}, \quad \tau = t_0 \log \frac{t}{t_0} + t_0, \quad t_0 \sim 2 \times 10^9 \text{ ans} \quad (1.60)$$

où  $m_0$  est la masse apparente de l'univers ou la masse obtenue lorsqu'on emplit une sphère de rayon  $ct$  avec de la matière ayant une densité égale à la densité centrale au temps  $t$ . L'expansion est supposée être due à une croissance des fréquences atomiques.

Le modèle de Milne fut l'objet de quelques travaux après sa publication. Mentionnons l'étude de Roxburgh<sup>191</sup>, qui transposa le modèle cosmologique homogène et isotropique avec  $k = -1$  en modèle en expansion de Milne. Il montra aussi que la géométrie Riemannienne était insuffisante à décrire la théorie de Milne<sup>201</sup>. Le modèle fut aussi comparé à

certaines théories de la gravitation<sup>200</sup>.

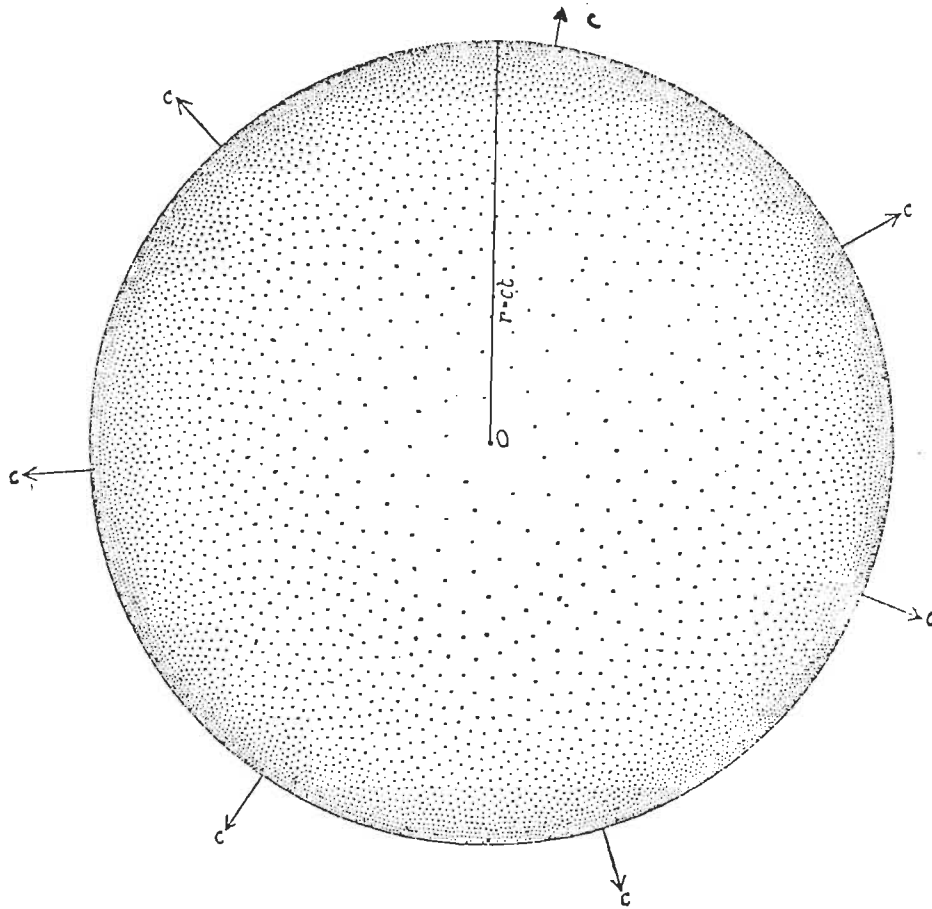


Figure 1.26 Le modèle d'univers d'après le système de la relativité cinématique de Milne.

#### 1.10.5 L'UNIVERS SYMETRIQUE : UN UNIVERS AVEC DE LA MATIERE ET DE L'ANTIMATIERE

La première théorie cosmologique admettant l'existence de l'antimatière fut proposée vers 1962 par Alfvén et Klein, et était fondée sur un modèle de l'espace-temps différent de celui du *Big Bang*. Mais le modèle ne prévoyait pas l'existence du rayonnement thermique universel, et prédisait un taux d'annihilation très supérieur à celui que les observations des rayons gamma permettent de détecter.

Un univers où figurerait l'antimatière serait de bien des façons plus simple que celui composé uniquement de matière. En effet, les nucléons et les antinucléons seraient créés et annihilés par paires dans cet univers; ceci entraîne que, bien que la somme des nombres de nucléons et d'antinucléons présents dans l'univers puisse varier au cours du temps par création ou annihilation, la différence de ces nombres, par contre, serait constante.

Les observations montrent que la galaxie est composée dans une grande proportion de matière. En effet, s'il en était autrement, la poussière interstellaire donnerait lieu à des phénomènes d'annihilation que nous aurions déjà détectés.

Alfvén emploie les termes *kionomatière*, ou la matière ordinaire, et *ambiplasma* pour définir le contenu de son univers; l'ambiplasma serait un mélange de kionomatière et d'antimatière. Ainsi, au début de l'univers, ce modèle suppose l'existence d'un ambiplasma avec une densité basse mais uniforme, magnétisé et remplissant le volume de l'univers. Après un temps assez long, la force de la gravitation fit diminuer le rayon de la sphère avec une vitesse proportionnelle à la distance. Lorsque la densité devint suffisamment élevée, les chances de collisions entre kionomatière et antimatière augmentèrent. La radiation produite durant l'annihilation devint graduellement importante au tout début de l'univers.

Alfvén imagina que la symétrie de l'univers peut être satisfaite à partir d'un petit nombre de suppositions. Par exemple, il supposa que l'antimatière est présente dans quelque coin éloigné de l'espace encore inconnu à nous et que l'ensemble de notre métagalaxie est faite de kionomatière; ou encore, que la métagalaxie est symétrique avec une moitié d'antimatière et l'autre moitié de kionomatière. Peut-être aussi que



chaque seconde galaxie consiste d'antimatière et chaque seconde galaxie de kionomatière.

Résumons l'histoire d'un univers de matière et d'antimatière. Au temps zéro, il existerait une sorte de pâte préparticulaire et la température aurait été très grande. Ensuite les étapes se suivirent comme suit:

a) La phase de la séparation. Durant les premier  $10^{-6}$  seconde, la température était environ  $10^{13}$  K. La matière était composée de nucléons et d'antinuécléons qui commencèrent à se séparer; les électrons et les anti-électrons assurèrent la neutralité électrique.

b) Le début de la phase d'annihilation. Au temps  $10^{-5}$  seconde, la température était de  $4 \times 10^{12}$  K, et il y eut une diminution assez importante de la densité par annihilation.

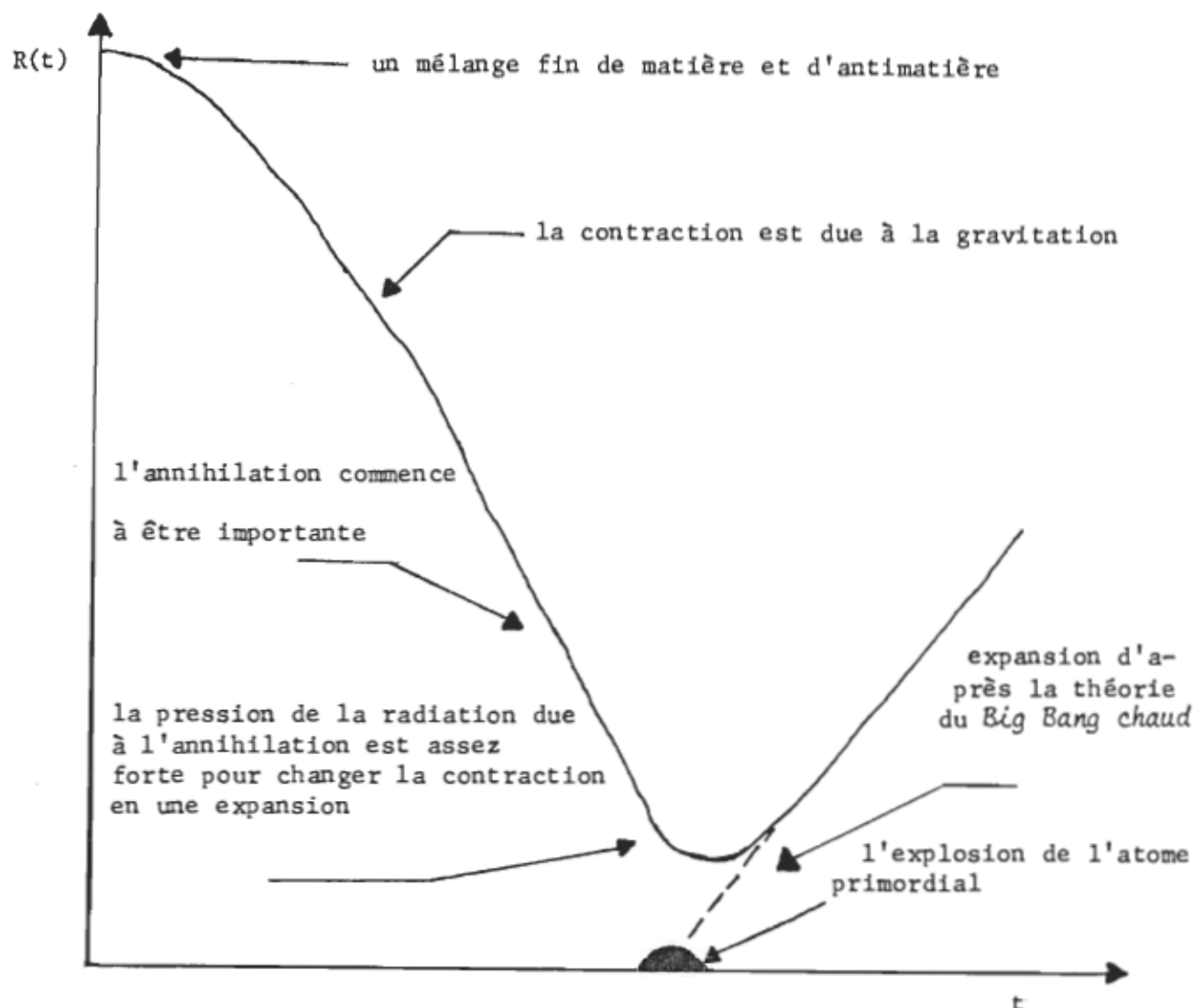
c) Le début de la phase leptonique. Au temps  $10^{-4}$  seconde, la température était  $\sim 10^{12}$  K; ceci marque la fin de la phase hadronique dans laquelle les particules à interactions fortes ont remplacées le rayonnement. Les mésons  $\pi$  étaient pratiquement tous disparus.

d) Le début de la phase de coalescence. Au temps  $10^{-2}$  seconde,  $T \sim 10^{11}$  K; ceci marque la fin de la période d'annihilation. La pression de la radiation due à l'annihilation est assez forte pour changer la contraction en expansion.

e) La phase radiative. Au temps 1 seconde,  $T \sim 10^{10}$  K, et ceci marque la fin de la période leptonique. Le rayonnement thermique consistaient d'électrons et de positrons qui commencèrent à s'annihiler.

f) La phase stellaire. Au temps  $10^6$  années, la température était d'environ 3000 K; cette phase marque la fin de la période radiative. Il y

eut la formation des condensations de  $10^{44}$  gm. La figure (1.27) résume l'évolution d'un univers symétrique.



**Figure 1.27** Le développement de la métagalaxie d'après l'univers symétrique.

Les endroits où regarder pour trouver de l'antimatière cosmique, serait dans les rayons cosmiques, ou encore en essayant d'observer le lieu d'origine de rayons gammas ayant une énergie de l'ordre  $\lesssim 100$  MeV, qui correspond à l'énergie d'annihilation d'un antinucléon. Il a été suggéré que le Big Bang symétrique baryonique d'Omnès et de Puget<sup>209</sup> pourrait être

juste s'il est démontré que le fond diffus de rayons gammas provient vraiment de l'annihilation du  $\Pi^0$ . La distorsion du fond cosmique de micro-ondes pour des longueurs d'ondes plus longues que 10 cm, est un autre test qui pourrait rendre valable ce modèle.

En 1965, Alfvén montra que dans la cosmologie symétrique de Klein la matière et l'antimatière peuvent être séparées en nuages ayant des masses solaires. Faisant suite à cette idée, Thompson<sup>217</sup> montra récemment que lorsqu'on considère la dynamique de ces nuages, un autre processus de séparation, celui du relâchement d'énergie au repos, peut aussi séparer matière et antimatière sur une échelle cosmique. De plus, les travaux récents d'Aly<sup>218,220,211</sup> montrèrent que si la grandeur initiale des régions de matière ou d'antimatière est suffisamment grande pour éviter une annihilation trop forte des neutrons, alors la nucléosynthèse peut se faire de la même façon que dans le *Big Bang chaud* (voir les sections 1.5.3 et 2.3.1).

D'après Stecker<sup>210,221</sup>, ce modèle d'univers du *Big Bang* est plus facile à accepter que d'autres modèles car il contient une symétrie dans les baryons, et ses lois physiques et ses processus contiennent un minimum d'hypothèses arbitraires à propos des conditions initiales. De plus, il offre la possibilité de donner une explication très convenable du rapport photon-baryon dans l'univers, et peut montrer la façon dont les amas de galaxies et les galaxies se sont formés. Toujours d'après Stecker, ce modèle donne aussi une explication à la présence du fond cosmique de rayons gammas.

En conclusion, ce modèle présente la début d'univers le plus simple, un univers symétrique en matière et d'antimatière. Il peut aussi donner une explication très convenable du rapport photon-baryon; de plus,

si la grandeur initiale des régions de matière et d'antimatière est suffisamment grande, alors le modèle permet les éléments "légers" de se former de la même manière que dans le *Big Bang chaud*. Mais du point de vue des observations, il n'a pas été définitivement montré qu'il existe autant d'antimatière que l'on suppose. Aussi faudra-t-il attendre que les observations s'accumulent avant de sélectionner ce modèle comme "le" modèle d'univers le plus représentatif.

#### 1.10.6 LES MODELES COSMOLOGIQUES HIERARCHISES

De Vaucouleurs apporta des observations<sup>499,501</sup> qui montrent l'existence d'agglomérations à tous les niveaux: non-seulement y aurait-il des amas de galaxies, mais il y aurait aussi des amas de ces amas, donc les super-amas. C'est ainsi qu'il fut amené à construire un modèle d'univers "hiérarchisé" (son modèle a des liens très proches avec la théorie de l' "amassement" que l'on examinera dans une autre section). On croit généralement que le modèle de l'univers hiérarchisé satisfait au principe cosmologique quant à l'homogénéité et à l'isotropie de l'univers<sup>222</sup>. La cosmologie hiérarchisée parle essentiellement de la distribution<sup>884,885,888</sup> de la matière dans l'univers: elle ne forme pas de lois dynamiques qui gouverneraient l'évolution de l'univers dans son ensemble. La figure suivante serait, d'après De Vaucouleurs, une évidence d'une structure hiérarchisée de l'univers. Au bas de la figure se trouvent les observations sur une grande échelle de l'univers. Il peut être montré que la densité de l'univers diminue comme  $r^{-1.7}$  (cette relation serait une limite haute).

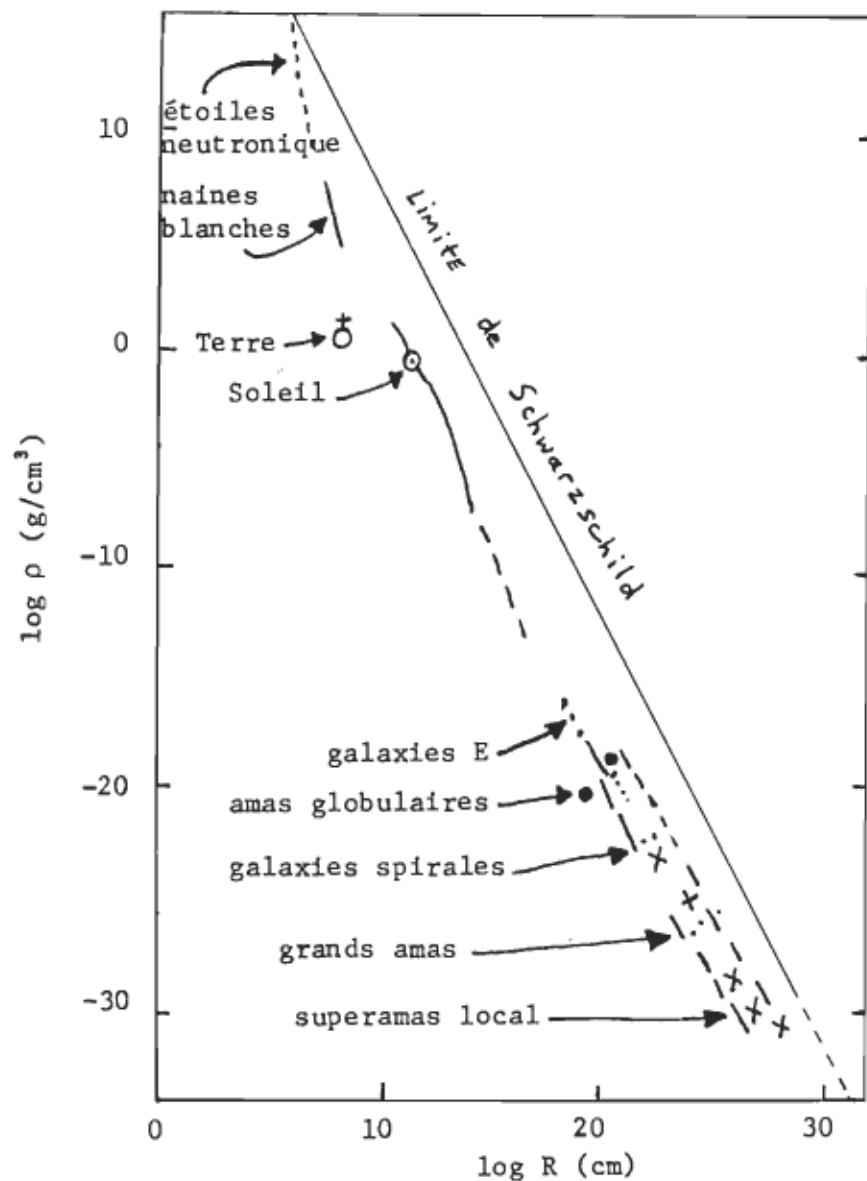


Figure 1.28 La relation densité-rayon de De Vaucouleurs<sup>224</sup>. Elle donne la densité moyenne de la matière (une limite supérieur) dans des volumes sphériques de rayon R à partir des étoiles neutroniques jusqu'aux dimensions les plus grandes.

Avant de terminer notre présentation des modèles hiérarchisés, mentionnons la suggestion de Chalker (laquelle est du genre de celle de De Vaucouleurs, et définit la théorie de "l'amasement") dans laquelle il est supposé que notre galaxie fait partie d'un amas géant de galaxies; cet amas géant existerait à côté de plusieurs autres amas géants de galaxies.

Il termine en disant qu'il existerait<sup>869,870,871,872</sup> des super-superamas, et que chacun de ces super-superamas ferait partie d'un super-super-super-amas, et ainsi de suite. La figure (1.29) illustre l'univers de Chalker.

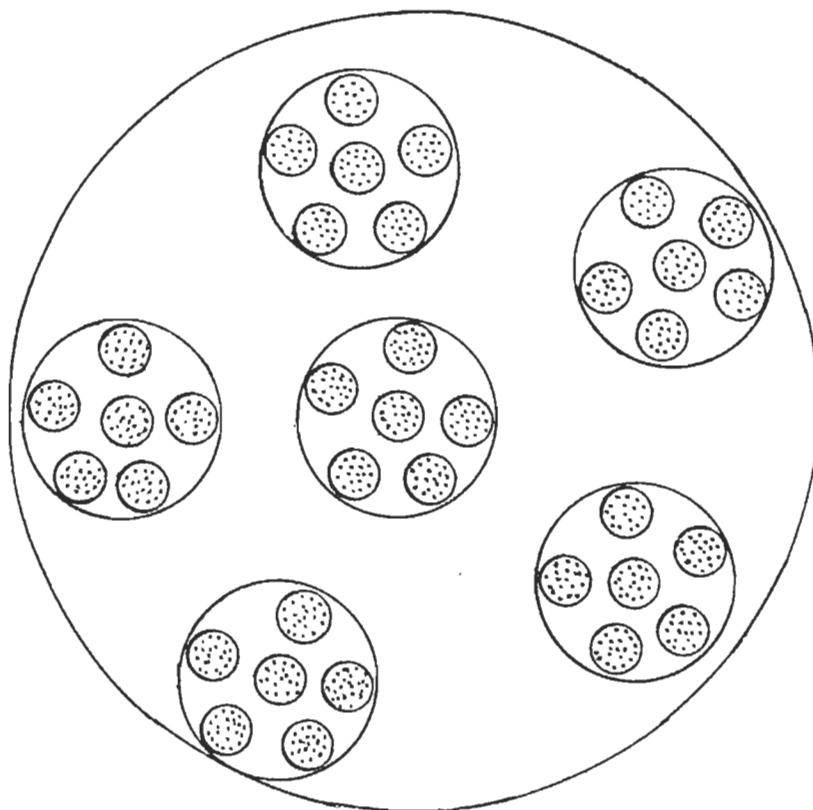


Figure 1.29 L'univers de Chalker. Les points sont les galaxies; les cercles sont des amas.

Si tous les amas sont entrés en expansion à un certain temps dans le passé, alors quelle serait la distribution des vitesses que l'on observerait aujourd'hui ? La figure (1.30) trace cette distribution pour le cas d'un univers hiérarchisé newtonien avec un *Big Bang*<sup>223</sup>. Un modèle hiérarchisé du type de Lemaître a également été analysé<sup>225</sup>; ce modèle serait en accord avec les observations des QSO si on suppose que l'âge de l'univers est plus grand que  $10^{13}$  années.

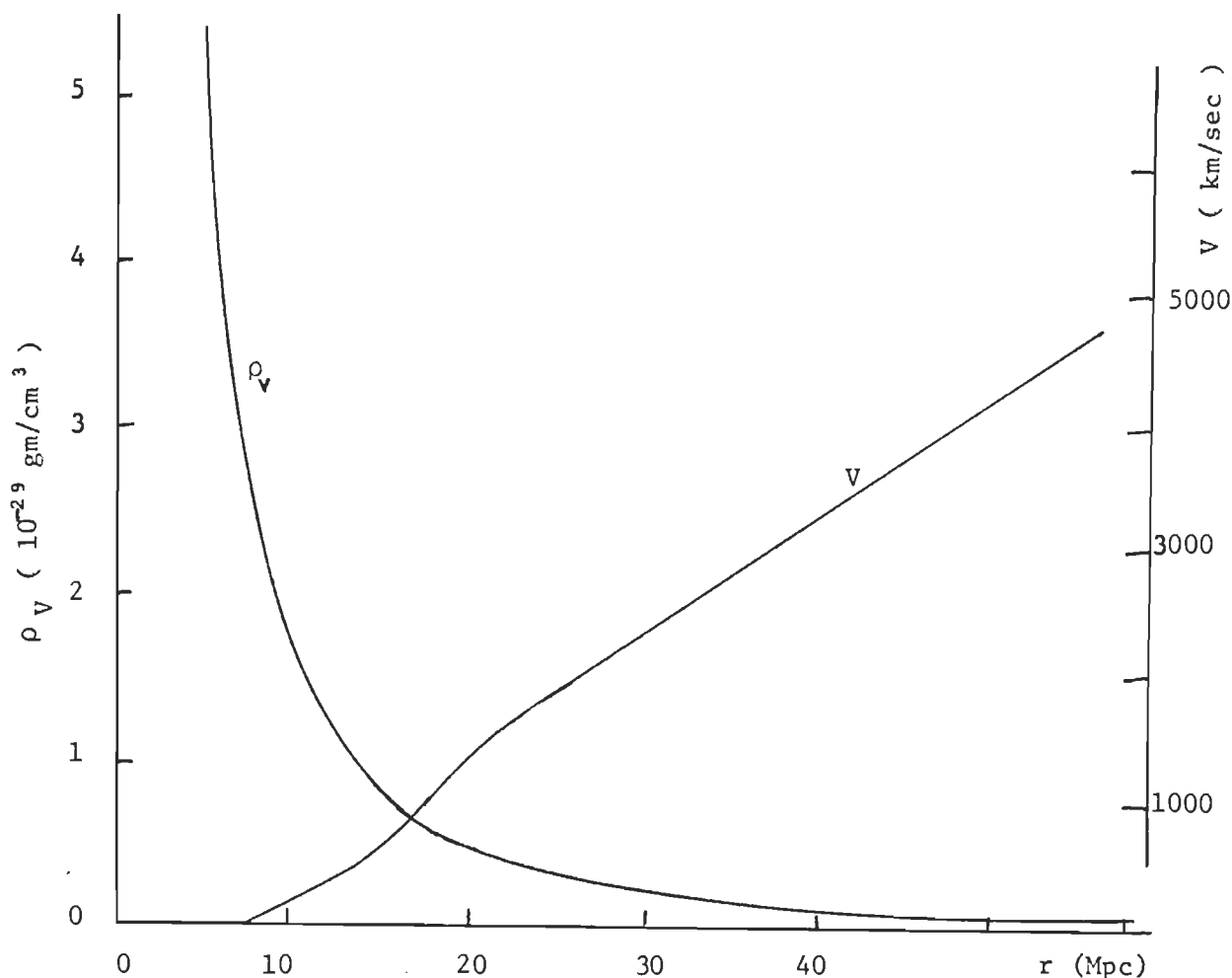


Figure 1.30 La densité et les vitesses d'expansion dans les modèles hiérarchiques avec un *Big Bang*; on suppose ici que<sup>223</sup>  $t_0 = 1.3 \times 10^{10}$  années et  $\rho_v = 4.7 \times 10^{-30} \text{ gm/cm}^3$  à  $r = 20$  Mpc.

Ces modèles d'univers hiérarchisés, parlent essentiellement de la distribution de la matière dans l'univers, et ne produisent pas de dynamique propre. Il se peut que les dénombrements des galaxies qui sont cataloguées dans le "Survey of Palomar", apportent une confirmation<sup>226</sup> indirecte des modèles hiérarchisés. Pour l'instant, cette cosmologie se classe parmi celles qui ont besoin d'un très grand nombre d'observations afin de montrer qu'elle est juste.

Si cette cosmologie s'avère juste, alors la limite haute pour la rotation de l'univers obtenue à partir de l'isotropie du fond cosmique à

2.7 K, pourrait ne pas être appropriée au système local à cause de sa structure hiérarchisée. En effet, si la hiérarchie actuelle a une grande dépendance de la densité à partir de l'origine, alors la valeur numérique de la rotation devrait être plus petite que la valeur obtenue<sup>225</sup>.

#### 1.10.7 LE BIG BANG FROID AVEC $P = \rho$ , $T = 0$ , à $t = 0$

Zeldovich<sup>186</sup> proposa un modèle avec un début d'univers froid afin de pouvoir expliquer la grande entropie par baryon observée:  $S_b > 10^8$ . Il supposa de petites inhomogénéités dans la densité d'un modèle isotropique du type de Robertson-Walker; les fluctuations<sup>189</sup> sont de l'ordre  $\delta\rho/\rho_0 \sim 10^{-4}$  et se convertissent en entropie thermique à l'aide de processus de dissipation. Plus tard Liang<sup>187</sup> analysa les effets des anisotropies dans un *Big Bang froid*, et montra que des fluctuations primordiales dans le cisaillement et dans la courbure peuvent produire assez de chaleur et donner la grande entropie par baryon actuelle.

Les seuls modèles chauds d'univers qui seraient capables de produire des trous noirs primordiaux, ont la tendance d'en produire trop<sup>188</sup>; cependant, si l'univers avait eu un début froid, c'est-à-dire sans photons, alors il est possible de prédire une formation de trous noirs primordiaux en accord avec les limites supérieures (voir chapitre suivant) sur l'existence possible des trous noirs. Un processus d'accrétion par des trous noirs durant la phase hadronique, serait une façon très simple de réchauffer l'univers. Le modèle exigerait alors une densité de trous noirs au moins d'un dixième de la densité critique de l'univers.



### 1.10.8 LES BIG BANG FROID ET TIEDE DE CARR AVEC DES TROUS NOIRS

Carr<sup>183,182</sup> suppose aussi que l'univers a eu un début "froid", c'est-à-dire que la densité de la radiation était plus petite que la densité de la matière. Des étoiles ont pu se former au début de l'univers et se contracter jusqu'à devenir des trous noirs. Ces étoiles primordiales auraient formé l'hélium et des éléments lourds.

Dans ses modèles de type "tièdes", l'univers aurait commencé avec un rapport photon-baryon beaucoup plus petit que celui qu'on observe actuellement; des trous noirs massifs se seraient formés et auraient créé le restant du fond cosmique à 2.7 K. Il suggéra un autre modèle dans lequel les étoiles primordiales auraient créé le restant du fond cosmique. Dans ce dernier modèle, le fond cosmique est créé après la formation des galaxies.

Les modèles de Carr ont les avantages de pouvoir expliquer le problème de la masse manquante, la raison pour laquelle le temps d'équilibre entre la matière et la radiation est le même que celui du découplage, les halos autour des galaxies, et finalement, de pouvoir produire des éléments lourds très tôt au début de l'expansion.

Vanier et Nasel'skii<sup>185</sup> montrèrent que des trous noirs primordiaux avec des masses  $M = 10^{10} - 10^{11} g$  auraient changer la production d'hélium si le rapport de la densité des trous noirs à la densité des baryons était  $\frac{\rho_{tn}}{\rho_b} = 10^{-10^4}$ .

### 1.10.9 LE BIG BANG D'HAGEDORN AVEC DES QUARKS

Frautschi, Steigman, et Bahcall<sup>234,235</sup> ont examiné la possibilité de l'existence des quarks et des effets de ceux-ci dans les modèles cosmologiques. S'ils existent, la densité de leur nombre par rapport aux bary-

ons serait très sensible au modèle cosmologique que l'on adopte. Les quarks pourraient affecter les conditions de l'univers entre le temps  $t \sim 10^2$  s et  $t \sim 10^{12}$  s. Il a été suggéré que durant les premières phases de l'univers, à une température assez haute, les hadrons se dissocient en quarks; ces derniers auraient été aussi nombreux que les photons. Ces auteurs montrèrent que la relation entre la température et le temps serait alors donnée par  $kT \approx 1.3 \text{ MeV}(\text{sec}/t)^{1/2}$ .

Par la suite les quarks auraient formé des hadrons et leur densité par rapport aux photons aurait diminué comme  $n_q/n_\gamma \approx \exp(-m_q/kT)$ . Les quarks seraient demeuré en équilibre avec les hadrons aussi longtemps que leur temps de réaction fut plus petit que l'âge de l'univers. Les réactions suivantes sont celles à partir desquelles les hadrons se formèrent:

$$q + \bar{q} \rightarrow h + \bar{h} \quad \text{et} \quad q + q \rightarrow h + \bar{q} \quad (1.61)$$

où  $h$  représente les hadrons; au temps de découplage,  $n_q/n_\gamma \sim 10^{-18}$  et  $n_q/n_B \sim 10^{-9}$ .

Il faut supposer dans ce Big Bang une densité hadronique augmentant avec la masse de l'univers comme  $\rho(m) \sim \text{cm}^3 e^{am}$ ; où  $a$  et  $b$  sont des constantes. Dans le cas d'une symétrie dans la charge totale,  $B = 0$ ; alors le rapport  $n_q/n_\gamma$  est égal à  $\approx 10^{18} \exp(-2m_q/kT_0)$  si  $m_q > 6 \text{ GeV}$ .

Par contre, dans un univers asymétrique avec  $B = 10^{78}$ , on obtient  $n_q/n_\gamma \approx 10^{19} \exp(-2m_q/kT_0)$  si  $m_q \gtrsim 18 \text{ GeV}$ . Les valeurs de  $n_q/n_\gamma$  ont été vérifiées pour d'autres cosmologies: pour des modèles "chaud", on obtient  $n_q/n_\gamma \gtrsim 10^{-18}$  si le nombre de types de particules est petit. Le tableau 1.5 résume les résultats.

Hagedorn dériva la fonction de partition de la statistique à partir du spectre de la masse hadronique, lequel est en accord avec les résul-

tats expérimentaux aux énergies basses ( $\sim 1200$  MeV) et qui augmente exponentiellement avec les masses des résonances pour des énergies hautes. Cette propriété est une conséquence de l'hypothèse du *bootstrap*. Les résultats importants de sa théorie sont, premièrement, la pression de la matière hadronique augmente logarithmiquement en même temps que la densité d'énergie devient très grande; deuxièmement, on obtient une limite supérieure universelle pour la température de la matière,  $T_0 \sim 2 \times 10^{12}$  K ; et finalement, les fluctuations dans la densité d'énergie deviennent très grandes pour  $T \rightarrow T_0$  à cause des particules de résonances. Une implication cosmologique de la théorie d'Hagedorn est de rendre possible la formation des galaxies durant l'explosion primordiale<sup>766</sup>.

D'après Bugrii et Trushevskii<sup>766</sup>, si la température  $T$  augmente indéfiniment, alors un terme proportionnel à  $T^6$  qui serait dû aux interactions hadroniques deviendrait important dans l'équation d'état. Celle-ci prendrait la forme  $p = \epsilon/5$ , au lieu de  $p = \epsilon/3$  pour un gaz idéal. Par la suite, la matière hadronique se désintègre en "gouttes", en même temps que la pression dans l'univers devient nulle. La pression devient une fois de plus égale à  $p = \epsilon/3$ . Au temps où la matière forme des photons. Ces "gouttes hadroniques" pourraient être des quasars, des galaxies, ou des amas de galaxies.

Tableau 1.5

Est-ce que les limites des calculs pour  $n_q/n_\gamma$  en accord avec l'existence des quarks?

|                                   | Le modèle hadronique   |                                    |
|-----------------------------------|--|------------------------------------|
|                                   | Un nombre donné de particules élémentaires                           | La théorie d'Magedorn              |
| Les modèles cosmologiques         |  |                                    |
| Expansion homogène et isotropique | Non  | Oui, si $m_q \gtrsim 9 \text{ eV}$ |
| Lemaître                          | Non  | Oui, si $m_q \gtrsim 9 \text{ eV}$ |
| Brans-Dicke                       | Non  | Oui, si $m_q \gtrsim 9 \text{ eV}$ |
| Mixmaster chaud                   | Non  | Oui, si $m_q \gtrsim 9 \text{ eV}$ |
| Etat stationnaire                 | Oui, si $n_q/n_B$ , de la matière créée spontanément, est assez bas. |                                    |
| Klein-Alfvén                      | Oui, si le rapport initial $n_q/n_B$ est assez bas.                  |                                    |

#### 1.10.10 LES MODELES COSMOLOGIQUES OBTENUS A PARTIR DE LA THEORIE DES GROUPES, ET LA VARIATION DES MASSES AU REPOS

L'analyse des masses et des spins dans la théorie des groupes indique que pour un espace-temps courbé, les masses au repos des particules dans l'univers sont une fonction du temps cosmique. Malin<sup>227</sup> introduisit des modèles cosmologiques basés sur une telle variation des masses au repos avec le temps cosmique. Ces modèles sont donc en accord avec la théorie des groupes. Mentionnons quelques résultats. Premièrement, les *redshifts* cosmologiques correspondent à un univers en contraction plutôt qu'à un univers en expansion. Deuxièmement, les observations de la variation de la masse dans les expériences sur les orbites planétaires, ne contredisent pas cette hypothèse. Ainsi les masses varieraient comme  $m(t) \sim (K(t))^{1/2}$  où  $K$  est la courbure à quatre dimensions. La relation importante de ces

modèles cosmologiques est  $R_{\mu\nu} = -4\pi k T_{\mu\nu}$ , et un modèle simple pourrait avoir une densité  $\rho(t) = \rho_0 (R(t))^{-6}$ , et la variation de sa masse au repos aurait alors un taux

$$\frac{\dot{m}(t)}{m(t)} = -3 \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} = (8 \pm 4) \times 10^{-11} \text{ année}^{-1} \quad (1.62)$$

La relation  $m(t)$  peut être utilisée ensuite par tous les modèles cosmologiques homogènes et isotropiques.

#### 1.10.11 D'AUTRES IDEES COSMOLOGIQUES

Tout d'abord mentionnons le modèle de "poussières" de tachyons qui a été suggéré par Ray et réexaminé par Srivastava<sup>233</sup>, donne des résultats que l'on peut comparer avec le modèle de Friedmann "plat" rempli de "poussière" de bradyons. Dans le modèle d'univers de tachyons, les coordonnées spatiales jouent le rôle du temps des cosmologies conventionnelles. Il fut montré que ce modèle pouvait avoir une expansion semblable à celle du *Big Bang* conventionnel ainsi que la possibilité d'expliquer la formation des galaxies.

Une infinité de "mondes" semblables à l'univers dans lequel nous vivons, a été suggérée par Clutton-Brock. Il imagina un univers contenant plusieurs mondes mais dans lequel on ne pouvait observer que le monde dans lequel nous vivons c'est-à-dire avec une entropie par baryon  $S \sim 10^9$ ; les autres mondes pourraient avoir d'autres valeurs d'entropie<sup>190,191</sup>.

Sans abandonner l'idée du *Big Bang*, mais tout en restant très proche des faits d'observations liés à l'évolution des galaxies et des étoiles, plusieurs astronomes, après Ambartsumian<sup>232</sup>, commencèrent à croire que l'évolution des galaxies est toujours d'une nature explosive; il existerait des éjections et des explosions sur l'échelle des amas de galaxies ou des

galaxies elles-mêmes, et qui auraient comme origine des noyaux superdenses. Ils développèrent ainsi une cosmologie de *Big Bang multiples*.

Certains ont montré que l'écart-type du *redshift* cosmologique est une fonction qui augmente avec la distance entre la source et l'observateur<sup>193, 194</sup>, et développèrent ainsi la théorie cinétique cosmologique. Dans cette théorie, on suppose qu'un gaz de galaxies fut en équilibre durant une époque au début de l'expansion et qu'il a maintenant, la densité que l'on observe<sup>192</sup>.

Lyttleton, Bondi<sup>195, 819</sup>, et Hoyle proposèrent que l'univers n'a pas de charge électrique net nulle, c'est-à-dire qu'il pourrait soit contenir plus de protons que d'électrons (ou vice versa), soit qu'il contienne un nombre égal de protons et d'électrons mais que ces charges soient légèrement différentes. Plusieurs conséquences peuvent être envisagées, comme par exemple la rotation de Faraday, une formation différente du fond cosmique de micro-ondes, des scintillations dans certains objets, et aussi donner une explication au problème de la masse manquante. Barry<sup>181</sup> montra qu'une charge nette peut stabiliser un univers de Robertson-Walker. Mentionnons que la répulsion électrique pourrait être suffisante pour supporter l'effet de la gravitation et causer l'univers à entrer en expansion.

Date<sup>228</sup> développa une classe de modèles cosmologiques non-uniformes emplis avec un fluide parfait et *irrotationnel*; ces modèles auraient une conductivité infinie et une perméabilité magnétique constante. Les modèles se basent sur les équations de la magnétohydrodynamique et sur un ds avec un espace-temps sphériquement symétrique et isotropique. Quelques points importants de ces modèles sont: la densité et la pression doivent être  $\geq 0$  et augmenter avec la distance  $r$ , et la condition  $p/c^2 \leq \rho$  doit toujours être vrai.

Certains auteurs développèrent des modèles cosmologiques qui sont des solutions aux équations d'Einstein pour une "poussière" sans vecteur de "Killing"; ces modèles généralisent les modèles de Friedmann et ceux de Kantowski-Sachs. On les appelle les modèles *Szekeres*. Ces modèles peuvent évoluer à partir d'états initiaux très divers<sup>229</sup>.

Finalement, plusieurs ont proposé que les *redshifts* n'étaient pas dû à un effet Doppler mais que l'univers était statique. Ils suggèrent une sorte d'absorption ou une "fatigue" de la lumière survenant sur de grandes distances. Ces théories sont examinées en détails dans un autre chapitre.

#### 1.10.12 CONCLUSION

Réunissons en quelques mots les faits saillants des modèles examinés dans cette section.

La théorie chronométrique offre des possibilités nouvelles très intéressantes car elle est basée sur un espace-temps très simple et sur certaines propriétés de la théorie des groupes; de plus elle accepte l'hypothèse de l'homogénéité spatiale et temporelle. Sa base cinématique est audacieuse et ses prédictions sont, de beaucoup de façons, meilleures que celles prédites par le *Big Bang*. Il faut attendre que les observations s'accumulent avant de définitivement classer cette cosmologie.

L'univers symétrique par rapport à matière/antimatière a le grand avantage d'être "naturellement" possible. En effet, l'hypothèse de l'existence de l'antimatière quelque part dans l'univers, et l'hypothèse d'un début d'univers qui contiendrait de la matière et aussi de l'antimatière, est très "naturelle". Tout comme le *Big Bang* conventionnel, ce modèle se base sur les principes de la gravitation. Alors, cette matière et cette antimatière doivent évoluer de façon à pouvoir prédire, à la fin, les mêmes résultats que dans le *Big Bang* conventionnel. Si on vient à observer de

l'antimatière, sous une forme ou sous une autre, directement ou indirectement, alors le modèle pourra être classé comme étant plus convenable que la *Big Bang* conventionnel. Ce modèle donne aussi des réponses très convenables au rapport photon-baryon, de la présence des rayons gamma, et, ce qui est plus important, il n'a pas de singularité initiale.

Si dans les modèles hiérarchisés les observations s'accumulent au point de vraiment montrer l'existence des "super-superamas et ainsi de suite", alors les conceptions conventionnelles de la cosmologie (et peut-être aussi de la relativité) vont avoir à subir de grands changements. Mais il faudra énormément de travaux du type de ceux faits par De Vaucouleurs avant de pouvoir se prononcer en faveur de ces modèles.

Il y eut un temps où le modèle de l'état stationnaire a tenu la "scène" comme modèle d'univers. C'était à l'époque où l'âge de l'univers comme obtenu par le *Big Bang* conventionnel était plus petit que les âges des plus vieux objets observés. Mais ce problème n'existe plus présentement, et le *Big Bang* conventionnel prédit un âge d'univers qui se trouve proche des âges de ces objets (compte tenu des incertitudes). Le fait que le *Big Bang* conventionnel est basé sur des lois physiques généralement acceptées, a permis à celui-ci de reprendre le dessus. Mentionnons ici qu'il est plus naturellement facile à l'esprit humain d'accepter l'idée d'une création continue dans l'univers, que de supposer une création unique voilà plusieurs milliards d'années. Il n'existe pas d'évidences qui permettent de choisir une origine de la matière plutôt qu'une autre. Tout au moins, il n'existe pas d'évidences directes. Par contre, le modèle de la théorie stationnaire suppose que le *redshift* cosmologique est dû à un processus de vieillissement de la lumière. Il n'y a pas d'expérience de labo-



ratoire qui soit capable de reproduire ce processus. Mais ce n'est pas une raison d'abandonner définitivement ces cosmologies, tout comme il ne faut pas abandonner le *Big Bang* simplement parce qu'il ne peut pas donner d'explication au problème de la singularité initiale et de la causalité.

Le *Big Bang chaud* est ce qu'on appelle le *Big Bang* conventionnel, ou *Big Bang standard*. Il est généralement accepté par la plupart des astronomes et des astrophysiciens. Sa version moderne contient des développements pouvant donner des explications (encore très théoriques et incertaines) à la singularité initiale. On suppose soit des inhomogénéités, soit des anisotropies ou encore des effets quantiques au début de l'univers afin d'éliminer le problème de la singularité initiale, et celui de la formation des galaxies. Le début du *Big Bang chaud* rencontre des obstacles tout nouveau. En effet, il y a des évidences de l'existence de nouveaux leptons "lourds" qui seraient associés à de nouveaux neutrinos. Il se peut qu'il existe des neutrinos massifs. Ces particules, et aussi la possibilité qu'il existe des théories différentes des interactions faibles, pourraient affecter la production des abondances des éléments légers. Il faut attendre que les expériences de laboratoires s'accumulent avant de pouvoir se prononcer définitivement sur le début de l'évolution de ce modèle d'univers. Mentionnons qu'il a le problème de ne pas pouvoir expliquer la grande entropie actuelle par baryon. Par contre, le *Big Bang froid* donne une explication à ce dernier problème.

Même si le modèle du *Big Bang froid* se développe suffisamment pour expliquer convenablement la formation des éléments légers, et des galaxies primordiales, il faudra que des observations (indirectes) de ses trous noirs s'accumulent, ou encore que se développe de nouvelles évidences de leur existence.

Les quarks du Big Bang d'Hagedorn sont une possibilité très attractive. Son modèle est différent du Big Bang chaud dans le rapport  $n_q/n_Y$ . Le modèle a besoin de se développer théoriquement de façon à ce que la statistique fondamentale postulée soit démontrée. Si sa statistique s'avère juste, alors elle apportera une évidence théorique de la validité de la cosmologie du Big Bang.

### 1.11 LES HYPOTHESES DES GRANDS NOMBRES

#### 1.11.1 LES NOMBRES PURS D'EDDINGTON

Eddington suggéra l'existence d'une étroite corrélation entre la microphysique et la cosmologie, entre les constantes atomiques fondamentales et celles de l'univers. Il obtint les relations suivantes:

$$\frac{F_e}{F_g} = \frac{e^2}{G m_p m_p} = \frac{(4.8 \times 10^{-10})^2}{6.67 \times 10^{-8} \times 9.1 \times 10^{-28} \times 1.67 \times 10^{-24}} = 2.3 \times 10^{39} \sim 10^{39}, \quad R_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = \frac{(4.8 \times 10^{-10})^2}{9.1 \times 10^{-28} \times 10^{21}} \approx 2.5 \times 10^{-13} \text{ cm} \quad (1.63)$$

$$R \sim \frac{e^2 R_e}{G m_e m_p} \quad H_0 = \frac{1}{t_0} \quad R_0 = c t_0 = 3 \times 10^{10} \times 3.2 \times 10^{17} \approx 9.5 \times 10^{27} \text{ cm}$$

où ( $e$ ,  $G$ ,  $\hbar$ ,  $c$ ,  $m_p$ ,  $m_e$ ,  $g$ ,  $H_0$ ,  $t_0$ ,  $N$ ) sont la charge de l'électron, la constante de la gravitation, la constante de Planck, la vitesse de la lumière, les masses du proton et de l'électron, la constante de couplage des interactions faibles, la constante de Hubble, l'âge de l'univers et le nombre de particules dans l'univers respectivement.

#### 1.11.2 LA COSMOLOGIE DE DIRAC, LA VARIATION DES CONSTANTES FONDAMENTALES AVEC LE TEMPS, ET LA CREATION CONTINUE

Lorsqu'on combine quelques-uns des grands nombres avec des constantes astronomiques, on obtient des nombres qu'on croit comme faisant partie

d'une théorie fondamentale de l'univers<sup>258,257,265</sup>. Bien qu'Eddington fut le premier à trouver des relations entre les constantes atomiques et les constantes cosmologiques, on doit à Dirac l'interprétation que les grands nombres de l'ordre  $10^{39}$ ,  $10^{78}$ , ..., sont, à part de simples coefficients numériques, juste égaux à  $t$ ,  $t^2$ , ... ( $t$  = âge de l'univers). Dirac fut le premier à faire l'hypothèse que les grands nombres eux-mêmes n'avaient aucune signification intrinsèque, mais que leur variation était reliée à l'âge de l'univers<sup>276</sup>. Il posa la question: lesquels des rapports sans dimension de la physique restent constants en même temps que l'univers évolue ? L'argument de Dirac est en accord avec celui de la création continue de la matière qui suppose que l'univers change<sup>559</sup> en même temps que les valeurs des constantes de la physique (atomique<sup>754</sup>) changent au fur et à mesure de l'évolution de l'univers. En supposant un modèle explosif de l'univers pour lequel la constante de Hubble donne l'échelle de temps, il exprima d'abord l'âge de l'univers en unités naturelle de temps:

$$\frac{\text{âge de l'univers}}{\text{temps atomique}} = \frac{H_0^{-1}}{e^2/m_e c^3} \approx 10^{40} \quad (1.64)$$

Le grand nombre  $F_e/F_g$  et celui de l'équation (1.64) amenèrent Dirac à penser que le rapport (1.64) n'était pas constant, mais variait avec l'âge de l'univers  $t_0$ . Il suggéra que les constantes  $e$ ,  $m_p$ ,  $m_e$ , et  $\hbar$ , étaient vraiment constantes mais que, par conséquent,  $G$  devait dépendre

$$-\left(\frac{\dot{G}}{G}\right)_0 = \frac{1}{t_0} \approx (9 \pm 4) \times 10^{-11} \text{ années}^{-1} \quad (1.65)$$

Le relation  $e^2/Gm_em_p$  donne un très grand nombre,

C'est la raison pour laquelle on définit l'hypothèse que les grands nombres sans dimension devraient être proportionnels au

temps cosmique à une certaine puissance (comme l'hypothèse des grands nombres: HGN)<sup>2,72,274,271,278</sup>. En supposant que la densité de masse de l'univers est  $\rho_0 \approx 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ , et que l'on divise par  $m_p$ , on obtient une approximation du nombre total de nucléons dans l'univers (le volume de l'univers étant proportionnel à son  $(R_0)^3$ )  $N_0 \approx 10^{78}$ , lequel est le carré de (1.64). D'après l'HGN, on doit avoir  $N \approx t^2$ . Ceci exige que N doit croître avec l'âge de l'univers et, par conséquent, veut dire qu'il y a une création continue de matière au cours de l'évolution avec un taux  $\frac{1}{N} \frac{\Delta N}{\Delta t} \sim 2 \times 10^{-10} / \text{ans}$ . Ce taux est trop faible pour être observable directement. Cette théorie est en désaccord avec les équations d'Einstein. Examinons d'autres grands nombres.

$$\frac{\text{rayon classique de l'électron}}{\text{longueur de Planck}} = \frac{e^2/m_e c^2}{(\hbar G/c^3)^{1/2}} \sim 10^{20} \sim t^{1/2} \quad (1.66)$$

$$\frac{\text{rayon de l'univers}}{\text{rayon classique de l'électron}} = \frac{c H_0^{-1}}{e^2/m_e c^2} \sim 10^{40} \sim t \quad (1.67)$$

$$\frac{\text{rayon de l'univers}}{\text{distance caractéristique de l'interaction forte}} = \frac{c H_0^{-1}}{\hbar/m_\pi c} \sim 10^{40} \sim t \quad (1.68)$$

$$\frac{\text{énergie de repos de l'électron}}{\text{énergie du rayonnement cosmique à 2.7 K}} = \frac{m_e c^2}{k T_0} \sim 10^{10} \sim t^{1/4} \quad (1.69)$$

$$\frac{\text{nombre de photons dans l'univers}}{\text{nombre de nucléons dans l'univers}} \sim 10^{10} \sim t^{1/4} \quad (1.70)$$

Si on multiplie (1.64) par (1.66), et qu'on utilise  $N \approx t^2$ , on obtient

$$\frac{c}{H_0} = R \approx N^{3/4} (\hbar G/c^3)^{1/2} \quad (1.71)$$

puis (1.64) et  $N \approx t^2$  donnent

$$m_e c^2 = \frac{e^2 N^{1/2}}{c/H_0} = \frac{e^2 N^{1/2}}{R} \quad (1.72)$$

ainsi (1.71) et (1.72) donnent

$$M = m_p N \approx \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right) \cdot \left( \frac{c^3}{h G} \right)^2 \cdot m_p \quad (1.73)$$

et donc

$$GM_h/c^3 \approx 1 \quad (1.74)$$

lequel exprime le principe de Mach  $mc^2 = mGM/R$ . D'autres rapports existent :

$$\frac{m_e c^3}{e^2 H_0} \approx 6 \times 10^{40}, \quad \frac{e^2}{G m_e^2} \approx 4 \times 10^{42}, \quad \frac{m_e^4 c^6}{e^4 \rho_0} \approx 4 \times 10^{40} \quad (1.75)$$

$$\frac{\text{énergie potentielle gravitationnelle du reste de l'univers dans le champ d'un nucléon}}{\text{l'énergie de masse au repos du nucléon}} = \frac{G m_p \left( \frac{\rho_0 c^3 t_0^3}{c t_0} \right)}{m_p c^2} =$$

$$= G \rho_0 t_0^2 \approx 1 \quad (1.76)$$

Dirac montra que les lois de la physique pouvaient s'écrire sous une forme très générale, invariante par rapport à un ensemble de transformations de jauge. Si on utilise la jauge d'Einstein et la jauge atomique, il est possible d'obtenir une relation entre la métrique d'Einstein et la métrique atomique:  $ds_a = t ds_E$  <sup>786</sup> où  $t$  est le temps atomique; on peut ainsi montrer que l'univers est statique dans le modèle d'Einstein et en

expansion uniforme si on *change de métrique*. La relation suivante unie les deux temps:  $t_E = \ln t_a$ . Dans cette cosmologie, les *redshifts* peuvent facilement s'expliquer car la lumière d'une galaxie lointaine a été émise à une époque où les horloges atomiques étaient plus lentes que les horloges atomiques actuelles à la réception. Donc les périodes d'oscillation de la lumière nous apparaissent plus longues et leurs longueurs d'ondes paraîtront plus grandes. En fait, les tests  $(N,z)$ ,  $(z,2)$ ,  $(z,\theta)$  montrent que la cosmologie de Dirac donne des résultats comparables à la théorie conventionnelle de la gravitation. Par contre, pour obtenir la température actuelle de l'univers de 2.7 K, il faut supposer que la phase d'équilibre statistique a été plus froide car la température diminue comme  $t^{-1/4}$ . Cette cosmologie évolue comme la théorie conventionnelle de l'expansion de l'univers et permet une explosion primordiale de survenir; elle est aussi en accord avec la relativité générale et l'électromagnétisme, et peut permettre une théorie unitaire de s'édifier.

Il y aurait deux façons dont la matière nouvellement créée pouvait apparaître: soit qu'elle soit créée uniformément dans tout l'espace (alors la masse des étoiles ne changerait pas beaucoup), ou soit qu'elle soit créée là où il y a déjà de la matière (méthode "multiplicative"). Les observations favoriseraient la deuxième méthode.

Les modèles de Robertson-Walker satisfaisant l'HGN sont donnés par Roxburgh<sup>788,191,201</sup>, et ont été tabulés ici; les modèles avec  $R(t) = 1$ ,  $k = 0, 1, -1$ , sont abandonnés à cause de la condition  $H_0 \neq 0$ .

**Tableau 1.6** Les modèles de Robertson-Walker qui satisfont l'hypothèse des grands nombres.

| Modèle               | $k$ | $R(t)$        | $H$        | $G$      | $N_0$          |
|----------------------|-----|---------------|------------|----------|----------------|
| Milne                | -1  | $t$           | $t^{-1}$   | $t^{-1}$ | $t^2$          |
| Dirac, avec création | 1   | $t$           | $t^{-1}$   | $t^{-1}$ | $t^2$          |
| Etat stationnaire    | 0   | $\exp(t/t_0)$ | $t_0^{-1}$ | cte      | $\exp(3t/t_0)$ |
| Loi de puissance     | 0   | $t^m$         | $m/t$      | $t^{-1}$ | $t^{3m-1}$     |
| Dirac, sans création | 0   | $t^{1/3}$     | $1/3t$     | $t^{-1}$ | cte            |

Il y a d'autres relations importantes que l'on peut obtenir, par exemple, De Sabbata et Rizzati<sup>791</sup> se servirent des principes de la gravitation forte et trouvèrent

$$\frac{G_f M^2}{\hbar c} = \frac{G_f M}{L c^2} = \frac{G_f m_p}{r_p c^2} = 1 \quad (1.77)$$

où  $L = \left( \frac{\hbar G}{c^3} \right)^{1/2} \sim 1.6 \times 10^{-33} \text{ cm}$  ; l'équation (1.77) est analogue à  $GM/Rc^2 = 1$  . Ces nouveaux rapports suggèrent l'idée que les protons sont des trous noirs. Mentionnons que l'HGN est en accord avec une rotation possible de la Métagalaxie. Egalement, il a été proposé par Lewis<sup>793</sup> que le changement de  $G$  selon le temps résoudrait le problème de la masse manquante. Mais si  $G$  change selon temps, et qu'elle ait été plus grande dans le passé, alors les étoiles auraient été plus brillantes parce qu'elles auraient eu besoin d'émettre plus rapidement afin de permettre à la pression de la radiation d'empêcher l'effondrement gravitationnel. Une conséquence de ce phénomène serait que la température de la Terre aurait été 530 K voilà  $6 \times 10^9$  années; mais ceci aurait empêché la vie de se créer.

Roberts obtint des limites de la variation des constantes atomiques<sup>273</sup> en fonction du *redshift*  $z$  : la structure fine,  $\alpha$  , le facteur

$g_p$  nucléaire du proton, sont utilisés dans les relations suivantes:

$$\alpha^2 g_p m_e / m_p, \quad g_p m_e / m_p$$

La première de ces relations n'aurait pas variée par plus de 0.0001 à partir de  $z = 0.5$  jusqu'à  $z = 0$ . Si on suppose que  $z$  est une mesure de l'expansion de Hubble, alors les valeurs suivantes ont pu être obtenues à partir du spectre optique de AO 0235 164 :

$$\left| \frac{d}{dt} (\ln(\alpha^2 g_p m_e / m_p)) \right| \leq 2 \times 10^{-14} / \text{année}$$

$$\left| \frac{d}{dt} (\ln(g_p m_e / m_p)) \right| \leq 8 \times 10^{-12} / \text{année}$$

$$\left| \frac{d}{dt} (\ln \alpha) \right| \leq 4 \times 10^{-12} / \text{année}$$

Ainsi il est possible de donner des limites aux constantes atomiques et d'unir la cosmologie aux atomes.

L'âge de l'univers obtenu à partir des constantes atomiques<sup>266,267</sup> est  $t = mc^3/e^2 H_0 \approx 10^{10}$  ; donc  $G \sim t^{-1}$  puisque  $e^2/GM^2 \sim t$ . Mentionnons finalement que les effets prédits par la théorie de Dirac sont très petits et sont difficilement observables<sup>269,268</sup>. Egalement, il n'est pas toujours facile d'interpréter les observations; en effet, Steigman<sup>277</sup><sup>397,806</sup> montra que certains modèles cosmologiques basés sur l'HGN violent la contrainte qui dit que dans une cosmologie en accord avec le principe cosmologique, le spectre de Planck des micro-ondes n'est pas conservé durant l'expansion à moins que le nombre de photons dans un volume comovant soit conservé. Ainsi, l'isotropie du fond cosmique de micro-ondes serait un test pour ces cosmologies<sup>270,275</sup>.



En conclusion à la cosmologie de Dirac, et à l'HGN, cette théorie n'a pas le problème de la singularité initiale, et est appuyée par les observations de l'expansion de l'univers, et les tests  $(N,z)$ ,  $(z,l)$  et  $(z,\theta)$ . Par contre, elle doit supposer un effet spécial afin d'expliquer le fond cosmique de micro-ondes, et de plus, les effets de la variation des constantes fondamentales avec le temps que la théorie prédits sont difficilement observables. Bien que la théorie ait l'avantage d'être partiellement en accord avec la relativité générale, l'électromagnétisme, et une théorie unitaire, et aussi qu'elle puisse donner une explication à la masse manquante en supposant que  $G$  change selon le temps, il n'est pas encore établi avec certitude que  $G$  ou les autres constantes fondamentales changent selon le temps. En fait, une analyse sur l'évolution stellaire faite par Beaudet et Carignan<sup>907</sup>, montre que  $G$  ne change pas selon le temps.

#### 1.12 LE CHAMP MAGNETIQUE PRIMORDIAL

Hoyle fut le premier, en 1958, à suggérer la possibilité qu'un champ magnétique primordial pourrait exister en tant que constituante de base de l'univers, au même niveau que la matière et la radiation. Par la suite, la théorie d'un modèle magnétique d'univers fut développée dans le contexte des modèles cosmologiques homogène et anisotropique. Dans ce modèle, un champ magnétique primordial uniforme entre dans les conditions initiales de la solution cosmologique; ce champ est "gelé" et ne crée pas de champs électriques dans le système de coordonnées co-mobiles. S'il n'y a pas eu beaucoup de turbulence durant l'explosion initiale et qu'il exista un plasma intergalactique, alors le champ magnétique primordial aurait pu rester uniforme jusqu'à maintenant<sup>425</sup>.

La question du champ magnétique primordial est étudiée sous trois

aspects: celui des sources pouvant supporter un champ magnétique primordial, celui des effets d'un tel champ sur les propriétés physiques des phases de l'évolution, et enfin, celui des observations des champs magnétiques intergalactiques et leur comparaison avec les prédictions des modèles cosmologiques.

Au sujet des sources, Brecher<sup>434</sup> étudia celles qui pourraient supporter un champ magnétique primordial, et suggéra les mécanismes suivants: a) des courants de turbulences et des courants thermiques, b) des courants de déplacement, c'est-à-dire des champs électriques variant avec le temps, c) des courants de vorticités (ou des fluctuations dans la densité), d) les moments dipolaires des baryons et des leptons. Le premier genre de sources est celui qui a été le plus étudié. Une analyse de Kihara et Miyoshi<sup>429</sup> montre que seulement les grands champs magnétiques produits par des tourbillons à grande échelle (genre a)) ont pu survivre durant l'évolution de l'univers.

Quant aux effets d'un champ magnétique sur l'évolution de l'univers Harrison<sup>427</sup> mentionner que la génération d'un tel champ commence au début de la phase de radiation lorsque la température est en-dessous de  $m_e c^2/k = 6 \times 10^5 \text{ K}$ , et se termine lorsque  $\rho_m \sim \rho_\gamma$  à la température  $T \sim 3 \times 10^3 \text{ K}$ . A la fin de la phase de radiation, le champ aurait une valeur de:  $B = -2(m_H c/e)\omega = -2.1 \times 10^{-4} \omega \sim 10^{-16} \text{ gauss}$ , avec  $\omega \propto r^{-2}$  et  $\omega_\gamma \propto r^{-1}$  (où  $\omega$  est la vitesse angulaire de l'univers). Mais ce champ est très faible et n'est pas appuyé par les observations actuelles. D'un autre côté, Greenstein<sup>428</sup> proposa l'existence d'un champ de l'ordre de  $10^{12} \leq B \leq 10^{17}$  durant l'époque de la nucléosynthèse. Il montra qu'à la température  $\approx 10^9 \text{ K}$ , la désintégration du neutron est légèrement plus

rapide avec la présence d'un champ, et l'effet final serait d'augmenter le rapport neutron-proton et, par conséquent, l'abondance de l'hélium. Il conclut que l'on obtient soit trop d'hélium, soit trop de deutérium et de  $^3\text{He}$ .

Il y a d'autres conséquences qui découlent de l'existence d'un champ magnétique primordial. Mentionnons que ce champ peut produire une anisotropie dans la distribution de la température de radiation de micro-ondes, et il peut jouer un rôle important dans la formation des galaxies, et aussi dans l'évolution des radio-sources et des quasars.

Les observations du champ magnétique sont déduites à partir des observations du phénomène de la rotation de Faraday<sup>431</sup>. Les observations de cette rotation nous donnent quelques indications sur la présence du champ. L'existence d'une rotation est accompagnée d'une quantité de matière intergalactique ionisée. L'émission de rayons-X venant des amas de galaxies riches comme ceux dans la constellation du Coma, montre l'existence possible d'un gaz inter-amas. L'existence de ce gaz serait une évidence d'un gaz intergalactique ionisé et mena Kronberg<sup>432</sup> à faire une analyse de la rotation de Faraday. A partir des résultats de l'analyse il montra l'importance de deux sortes de champs magnétiques intergalactiques: a) un champ uniforme, b) un champ turbulent et aléatoire.

S'il existait un champ magnétique primordial de  $10^{26}$  gauss dans l'espace intergalactique et que sa densité de masse équivalente était  $\rho_B = B^2/8\pi c^2 = 4.4 \times 10^{-35} \text{ g/cm}^3$ , (laquelle est beaucoup plus petite que la densité de matière  $\rho_m \sim 10^{-30} \text{ g/cm}^3$ ), alors le champ magnétique aurait un effet négligeable sur la dynamique de l'univers. Bien que l'effet du champ magnétique soit négligeable à l'époque présente, il en était autrement à

une époque antérieure à la première  $10^{-5}$  seconde de l'expansion de l'univers. On peut montrer qu'alors  $\rho_B > \rho_m$ . Ainsi le champ magnétique doit avoir produit une anisotropie dans la dynamique de l'univers.

En conclusion à l'étude de l'existence possible d'un champ magnétique primordial, mentionnons que si on lui donne une valeur initiale trop grande, alors son effet au début de l'expansion est de créer une anisotropie, et son effet sur la nucléosynthèse est de former trop d'hélium. Le champ peut aussi jouer un rôle très important durant la formation et l'évolution des objets extragalactiques. Du côté des observations actuelles, la rotation de Faraday indique la présence d'un tel champ. Les observations vont devoir s'accumuler avant de conclure définitivement s'il existe vraiment un tel champ, et quelle en serait sa valeur.

#### 1.13 DES INTERPRETATIONS DU DECALAGE VERS LE ROUGE AUTRES QUE CELLE DONNEE PAR LA RELATIVITE GENERALE

Plusieurs hypothèses ont été suggérées afin d'expliquer le décalage vers le rouge des galaxies. Certaines théories supposent un vieillissement de la lumière lors de son trajet à travers les espaces interstellaires. Ces théories sont compatibles avec l'hypothèse d'un univers stationnaire. La diminution de la fréquence ou la perte d'énergie du photon est dû à une sorte d'interaction avec le milieu traversé par la lumière. Il existe plusieurs de ces théories:

a) Il y a la théorie de Zwicky dans laquelle la perte d'énergie du photon est dû à un effet gravitationnel<sup>576</sup>.

b) L'hypothèse de Shelton attribue l'origine du *redshift* à un effet Compton, c'est-à-dire que le décalage résulterait de la collision des photons avec des électrons libres se trouvant dans les masses gazeuses

interstellaires. Le rougissement serait produit par les collisions.

c) La théorie de Bogorodski attribue la variation observée à une "self-induction" gravitationnelle. Le photon serait équivalent à une particule dont la masse a une certaine distribution spatiale; son mouvement dépendrait du champ gravitationnel des masses extérieures et de son propre champ.

d) Dans l'hypothèse de Finlay-Freundlich<sup>577</sup>, le *redshift* est dû à une perte d'énergie dans le champ de rayonnement d'une étoile. Cette perte d'énergie serait causée par une interaction photon-photon. En passant à travers d'épaisses couches où le champ de rayonnement est intense, la lumière perdrait de son énergie proportionnellement à la densité du champ de rayonnement. Mentionnons que les travaux récents de Vigier-Pecker<sup>582, 583</sup> tentent d'expliquer les décalages "anormaux" vers le rouge (comme ceux des QSO), au moyen d'une hypothèse d'interaction photon-photon.

e) La théorie de de Broglie (physique classique) suppose qu'un photon qui est émis par une source extragalactique voit son onde affaiblie par suite d'un étalement lent de son énergie, ou par suite d'absorption par les milieux ténus intergalactiques. Afin de rétablir l'équilibre énergétique entre le photon et son onde, le photon doit céder une très petite fraction de son énergie à son onde afin de la régénérer.

f) Si on fait l'emploi d'un système de coordonnées absolues et que l'on abandonne le principe de covariance. Alors le décalage vers le rouge peut être dû à une "fatigue" du photon au cours du temps.

g) Dans l'hypothèse chronogéométrique de Ségal<sup>203, 202</sup>, le temps physique est différent de celui de la relativité générale globalement. Son

hypothèse exige que des particules qui se propagent librement sur de grands espaces, perdent de l'énergie. En d'autres mots, on a une théorie géométrique de la fatigue de la lumière avec  $z = \tan^2(d/R)$ .

Roberts, Vigier et Pecker<sup>579, 580, 581, 592</sup> ont récemment montré qu'à l'aide d'interactions entre des photons provenant d'une galaxie et les particules (particules scalaires, neutres, de très faible masse et avec un spin nul), il est possible d'expliquer l'existence des décalages "anormaux" vers le rouge, et aussi de la loi de Hubble et du rayonnement à 3 K. Ils suggérèrent des mécanismes dans lesquels la masse au repos du photon n'est pas nulle et qu'il appelle des mécanismes- $\phi$ ; ceux-ci agissent sur les photons à partir d'une source S (les S-photons). Une analyse des anisotropies et des données sur les objets "compactes", porte à croire que le mécanisme- $\phi$  est lié à l'interaction des S-photons et "quelque chose" qui est associé avec un milieu dense ayant une densité  $\rho_\phi$ <sup>557</sup>. Ce "quelque chose" auquel les photons perdent de l'énergie, est formé de particules- $\phi$ . De Broglie nomma la particule  $\phi$  "un boson leptonique neutre léger pseudo-scalaire"; elle aurait un spin nul, et sa masse serait défini par  $0 < m_\gamma \ll m_\phi \ll m_e$ . Ainsi il existerait une interaction ( $\phi - \gamma$ ). Ces particules pourraient être des électrons, un autre photon, ou un nouveau type de particule. A part cette interprétation, et celles mentionnées aux paragraphes précédents, il mentionne encore une interaction  $\gamma - \nu$  qui suppose que les neutrinos et les photons ont des masses au repos non-nulles.

Mentionnons encore quelques autres explications<sup>584, 585</sup> suggérées afin de reproduire les *redshift* des galaxies.

Tout d'abord, Tifft<sup>586</sup> développa l'idée que le *redshift* peut survenir seulement avec des valeurs "discrètes" spécifiques. D'après lui, il

existerait une périodicité fondamentale de 72.5 km/s. Li Xiao-Qing<sup>587</sup> suggéra que le *redshift* est dû au mouvement des photons dans un espace-temps "discrèt" sous l'action du champ de force propre du photon. Konitz<sup>588</sup> attribue le *redshift* au fait que la structure non-Euclidienne de l'univers devient de plus en plus importante en même temps que les observations s'étendent à des régions plus éloignées. D'autres<sup>589</sup> ont suggéré que les *redshifts* peuvent être expliqués par une diffusion inélastique des photons avec la radiation cosmique à 3 K. Kipper<sup>590</sup> décrit une hypothèse d'après laquelle le *redshift* cosmologique serait partiellement le résultat d'une dissipation continue de l'énergie dans le vide cosmologique. Finalement, Tarantola<sup>591</sup> montra que, d'après la relativité générale, il existerait des modèles d'amas de galaxies tels que la lumière posséderait un extra *redshift* après avoir traversé un amas.

En conclusion à cette section, il est certain que pour ceux qui refusent l'expansion de l'univers, le *redshift* des raies spectrales demeure un phénomène considérable qu'il est possible d'expliquer de plusieurs façons. On ne peut pas rejeter la relativité générale sans la remplacer par une théorie plus large. On sait qu'un quatrième test en faveur de la relativité générale serait l'expansion même de l'univers. Mais l'expansion ne se comporte pas toujours comme elle est prédite. Par exemple, a) les *redshifts* du Soleil et des étoiles ne peuvent pas être expliqués par un effet classique de mouvements, b) la loi de Hubble est seulement juste au premier ordre; la constante  $H_0$  est inhomogène et anisotropique, et tout se comporte comme si que pour des régions très grandes et très denses de l'univers (les amas de galaxies), la valeur locale  $H(r)$  était plus grande que partout ailleurs, c) des objets situés à une même distance

de nous n'ont pas toujours le même *redshift* (section 3.3)

De toutes les théories sur le vieillissement de la lumière, celle qui a été récemment suggérée par Pecker semble la plus complète, et la plus plausible. Cette théorie englobe plusieurs mécanismes du vieillissement de la lumière. Mentionnons finalement que la théorie de l'état stationnaire peut expliquer l'expansion apparente des galaxies à l'aide de mécanismes mentionnés aux paragraphes précédents.

Les effets cosmologiques d'un fond de radiation gravitationnelle pourraient expliquer les "anomalies" dans les *redshifts* et beaucoup d'autres phénomènes importants. Les expériences sur le *redshift* gravitationnel ont récemment été améliorées à l'aide des isotopes  $^{67}\text{Zn}$  et  $^{181}\text{Ta}$ . Les résultats des expériences portent à croire à l'existence de ces ondes.

Des trous noirs supermassifs avec des masses entre  $10^6 M_{\odot}$  et  $10^{10} M_{\odot}$ , pourraient exister dans les quasars et les galaxies<sup>477,467</sup>, et ainsi être les sources de ces ondes. Si l'existence de ces ondes s'avérait être vrai, alors elles pourraient servir à distinguer entre les modèles cosmologiques car un champ de radiation gravitationnel peut modifier le fond cosmologique d'espace-temps d'un modèle d'univers qui le contiendrait<sup>468,469</sup>.

Un problème important en cosmologie est de savoir si la lumière peut être changée lorsqu'elle se propage à partir des amas de galaxies. Il a été proposé que la radiation gravitationnelle, ayant des fréquences extrêmement basses, serait capable d'expliquer le désaccord de la masse de virielle<sup>476</sup> dans quelques systèmes de galaxies. D'après Dautcourt<sup>470</sup>, l'influence d'une onde gravitationnelle sur la propagation de la lumière à partir d'un amas de galaxies, ne peut pas résoudre le problème du *redshift*; le champ gravitationnel apporte seulement une petite contribution à la



masse de virielle<sup>471,472,473</sup>. Mais les ondes peuvent induire un *redshift* différentiel à travers tout un amas. Un autre effet important de la radiation gravitationnelle, est de pouvoir produire des anisotropies dans le fond de micro-ondes<sup>474,475</sup>.

#### 1.14 CONCLUSION GENERALE

Il faut se demander ce qu'un modèle cosmologique doit être capable de démontrer afin d'être choisi parmi les autres modèles comme étant "le" modèle d'univers. Quels sont les critères de base ou les caractéristiques qui nous permettraient de faire un choix "convenable" ? Quels sont les observations actuelles que ce modèle doit être capable d'expliquer ? Est-ce que les théories actuelles qui traitent des densités élevées de la matière ont assez évolué pour pouvoir vraiment prédire des résultats justes ? Est-ce que la physique peut actuellement expliquer les phénomènes qui surviennent à la singularité initiale du *Big Bang chaud* (la création de la matière à la façon de la théorie stationnaire, est aussi une question de première importance) ? Est-ce que la direction du temps dans un modèle particulier est regardée comme un état d'entropie augmentant continuellement ? Est-ce que la direction du temps peut être établie à partir du fait que certaines particules élémentaires ne sont pas "reversibles" par rapport au temps ? Est-ce que les observations actuelles (*redshifts*; luminosités des galaxies; grandeurs des galaxies; les "fonds" cosmiques; les rayons cosmiques; la densité de l'univers; la matière intergalactique; les dénombrements des trous noirs, des quasars, des QSO, des radio-sources, des étoiles supermassives; les expériences de la variation des constantes fondamentales avec le temps, des valeurs obtenues pour les constantes de la physique et utilisées dans les équations cosmologiques, des caractéristiques physiques des particules élémentaires et des réactions nucléaires)

sont assez précises ? Jusqu'à quel point ces observations peuvent aider à faire un choix entre les modèles cosmologiques ? Est-ce que le modèle d'univers est en accord avec le principe cosmologique ? Il apparaît qu'en moyenne, les galaxies sont distribuées uniformément dans l'espace (cette distribution est homogène). De plus, l'observation du rayonnement de micro-ondes est, dans l'ensemble, une distribution où aucune région du ciel, aucune direction ne semble être privilégiée (cette distribution est isotrope).

Ces questions sont très importantes et doivent être répondues avant de pouvoir choisir "le" modèle d'univers. Le chapitre suivant traite de la cosmogonie. C'est une science qui permet de trouver des réponses à quelques-unes des questions qui sont posées au-dessus. Le troisième chapitre traite directement de la précision dans les observations. La discussion générale à la fin de cet ouvrage réunit tous les données actuelles et tentera de choisir quelques modèles cosmologiques. Essayons de discerner parmi les hypothèses et les caractéristiques des modèles qui ont été présentés dans le chapitre présent celles qui sont le plus vraisemblables.

Le problème de la singularité a été examiné dans la section (1.4). Les travaux de Penrose ont montrés que des "surfaces-trappes" amènent nécessairement le développement d'une singularité. En général, les singularités physiques apparaissent dans des situations comportant un grand degré de symétrie comme par exemple la symétrie sphérique ou un univers homogène. Par contre, Raychaudhuri a pu se servir d'un terme du cisaillement afin d'éviter le problème de la singularité. Il est aussi possible d'obtenir une pression oscillante capable d'éviter la singularité à partir des propriétés de la mécanique quantique. Narlikar évite le problème de la singularité initiale en se servant de son champ-C qui crée de la matière, ou

en supposant l'existence de *mini-bangs*. Finalement, il est possible d'éviter le problème de la singularité initiale si on fait l'emploi la gravitation forte, ou si on utilise une valeur très grande pour le terme  $\Lambda$ , l'hypothèse que la force gravitationnelle d'une source devient nulle à des densités très élevées. On voit donc qu'il existe plusieurs façons d'éviter le problème de la singularité initiale.

Les modèles non-statiques sont résumés par la figure (1.3). La figure montre les modèles ayant eu une explosion primordiale en expansion pour toujours, et les modèles oscillants. Les effets du terme cosmologique sur l'expansion de l'univers sont montrés sur les figures (1.3) et (1.6). Les relations entre la densité, le rayon de l'univers, et le paramètre de la décélération sont illustrées sur la figure (1.14). Les modèles relativistes sont généralement acceptés comme les modèles d'univers représentant le mieux la structure de l'univers. La raison de ceci est qu'ils sont basés sur les principes de la relativité générale, laquelle est actuellement la théorie de la gravitation la plus représentative des propriétés physiques de l'univers sur une grande échelle. Parmi ces modèles relativistes, les modèles de Friedmann avec  $\Lambda = 0$  et  $p = 0$  sont généralement acceptés comme étant une excellente approximation des caractéristiques sur une grande échelle de l'univers: l'homogénéité et l'isotropie.

Les modèles cosmologiques dans les autres théories de la gravitation ont l'avantage d'éviter le problème la singularité initiale.

La section (1.5) parle des modèles stationnaires. Cette section donne un aperçu de la théorie de la création continue de la matière. Dans cette théorie les galaxies sont créées en tout temps mais les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement ne sont pas respectées un niveau local. Le modèle de la théorie de l'état stationnaire suppose

que le *redshift* est dû à un vieillissement de la lumière. Comme ce processus n'a pas été expérimentalement démontré, il est prudent de ne pas conclure quoi que ce soit pour l'instant. Des développements nouveaux qui tiennent compte de la présence d'inhomogénéités donnent plus de support à la théorie de l'état stationnaire.

Les modèles non-isotropiques sont très efficaces à éliminer le problème la singularité initiale de la cosmologie du *Big Bang*. Ils nous permettent aussi d'étudier la présence d'un champ magnétique primordial, et les anisotropies dans l'expansion initiale, dans la courbure de l'espace, dans la température, et dans la création de particules. Les anisotropies sont très utiles car elles permettent d'étudier les effets de la viscosité des neutrinos (ou d'autres particules) sur l'évolution et sur la formation des galaxies. Durant l'évolution de l'univers, le processus de la dissipation est très efficace à détruire les anisotropies initiales. En plus des neutrinos, les petits tourbillons qui auraient existés à partir du temps de Planck, seraient aussi capables "d'isotropiser" l'expansion initiale.

La description hamiltonienne de l'évolution de modèles cosmologiques offre des techniques qui permettent de comprendre la façon dont l'anisotropie de l'univers diminue à partir de la singularité initiale jusqu'à l'instant présent. Elle sert aussi de base à la quantification des modèles cosmologiques. Cette quantification a comme effet de produire des "paquets d'états anisotropiques". D'après ces modèles, on devrait trouver des fluctuations quantiques gravitationnelles à des densités aussi grandes que  $10^{93} \text{ g/cm}^3$ , et à une échelle de temps de  $10^{-43}$  seconde. Au tout début de l'évolution de l'univers des états initiaux anisotropiques contenant de la

rotation existeraient et se changèrent rapidement en gravitons.

L'étude de la rotation de l'univers, et celle des galaxies et des amas de galaxies est utile à comprendre le problème de la singularité initiale et aussi celui de la formation des galaxies. La rotation de l'univers peut servir à éliminer le problème de la singularité.

La section (1.9) montre les caractéristiques générales des modèles non-homogènes. Dans ces modèles  $\rho$  et  $p$  varient spatialement et avec le temps. Ainsi, l'expansion aurait pu ne pas débiter en même temps à différents endroits. Les inhomogénéités initiales auraient pu être des fluctuations dans la métrique, dans la densité, dans la pression, dans le terme du cisaillement, ou dans la température; ou encore des effets non-linéaires dans les théories des interactions entre la matière et la radiation. Ces inhomogénéités se seraient dissipées très rapidement durant les premières phases de l'expansion. Mentionnons finalement que les inhomogénéités initiales sont très utiles à la compréhension de la formation des galaxies.

Quelques modèles très populaires ont été ensuite présentés. La théorie chronométrique cinématique de la section (1.10.3) a comme principes de base un espace-temps Minkowskien qui s'appuie sur certaines propriétés de la théorie des groupes, et qui est en accord avec les hypothèses de l'homogénéité spatiale et temporelle et de l'isotropie. La théorie chronométrique représente les observations plus efficacement (voir la figure 3) que la théorie de Hubble.

L'hypothèse de l'existence de l'antimatière fut étudiée dans la section (1.10.5). Elle fut examinée en même temps que l'univers symétrique. Un début d'univers symétrique apparaît comme très naturel car ses lois physiques et ses processus contiennent un minimum d'hypothèses arbitraires à

propos des conditions initiales. Le modèle peut également donner des explications à l'existence du rapport photon-baryon, et à la présence des rayons-gammas. En plus il n'a pas de singularité initiale dans ce modèle.

A la section (1.10.6), l'analyse des observations des superamas faite par De Vaucouleurs forment, essentiellement, la base des modèles hiérarchisés. Son analyse montre que la distribution de la matière dans l'univers n'est pas gouvernée par des lois de la dynamique. Les modèles d'univers hiérarchisés satisfont au principe cosmologique quant à l'homogénéité et à l'isotropie de l'univers.

Les sections (1.10.7) et (1.10.8) présentent les *Big Bang froids*. Le *Big Bang froid* avec  $p = \rho$  et  $T = 0$  au temps  $t = 0$  fut proposé afin de pouvoir expliquer la grande entropie par baryon que l'on observe présentement dans l'univers. Certains modèles supposent que des étoiles ont pu se former au début de l'univers et qu'elles ont pu se contracter jusqu'à devenir des trous noirs. Ces étoiles primordiales auraient formées les éléments légers.

La section (1.10.9) parle du *Big Bang* d'Hagedorn. Le modèle propose l'existence de quarks au début de l'univers à partir desquels les hadrons se seraient formées. Hagedorn découvrit une nouvelle statistique des interactions fortes en accord avec plusieurs expériences faites dans des laboratoires. Un résultat de cette statistique est la limite supérieure à la température de la matière,  $\sim 2 \times 10^{12}$  K. Il est aussi possible que des galaxies se forment durant l'explosion primordiale.

Les sections (1.11.1) et (1.11.2) sont une discussion sur les hypothèses des grands nombres. La cosmologie de Dirac contient une nouvelle fonction de temps qui évite le problème de la singularité initiale. La thé-

orie est en accord avec un univers en expansion et avec les tests cosmologiques suivants:  $(N, z)$ ,  $(z, l)$  et  $(z, \theta)$ . Mais elle doit supposer un effet spécial afin d'expliquer le fond cosmique de micro-ondes. De plus, les effets de la variation des constantes de la physique avec le temps que la théorie prédit sont difficilement observables. Cette théorie a l'avantage d'être partiellement en accord avec la relativité générale, l'électromagnétisme, et une théorie unitaire. Elle suppose aussi que la constante  $G$  change selon le temps. Cette hypothèse est en désaccord avec les théories de l'évolution stellaire.

Finalement, la section (1.12) parle de l'hypothèse d'un champ magnétique primordial. Ce champ magnétique primordial peut affecter les propriétés physiques du début de l'univers. Entre autres, à une époque antérieure à la première  $10^{-5}$  seconde de l'expansion de l'univers, la densité  $\rho_B$  du champ magnétique augmenta plus rapidement que la densité de la matière. Ainsi le champ magnétique doit avoir produit une anisotropie dans la dynamique de l'univers. Si sa valeur était trop grande, elle pourrait empêcher la formation de l'hélium, et créer une anisotropie dans la distribution de la température de radiation de micro-ondes. Il peut jouer un rôle important dans la formation des galaxies, et dans l'évolution des objets extragalactiques. La rotation de Faraday indique l'existence d'un tel champ.

Le choix des modèles est assez grand; il y a plusieurs modèles qui sont possibles. La théorie de certains modèles doit être développée un peu plus afin que ces modèles soient classifiés parmi les modèles d'univers dis "acceptables". On qualifie "d'acceptable" tout modèle d'univers pouvant donner une explication convenable au rayonnement isotropique cosmique, et à l'expansion actuelle de l'univers. Le modèle devrait aussi

donner une explication à l'origine des amas de galaxies, des éléments légers, des rayons cosmiques, et des fonds X et gamma.

A ce point, notre premier choix est donné au *Big Bang chaud* car ce modèle d'univers peut donner des explications simples à un grand nombre d'observations. Les succès importants du modèle sont qu'il peut expliquer l'expansion de l'univers, le rayonnement cosmique à  $2.7^{\circ}$  K, et ainsi que les abondances des éléments légers (D,  ${}^4\text{He}/\text{H}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ). La version moderne de ce modèle d'univers suppose que des effets quantiques ont existé au tout début de l'univers. Des évidences de l'existence de nouveaux leptons "lourds" associés avec de nouveaux neutrinos, et aussi des théories différentes des interactions faibles, sont autant de problèmes que font face présentement ce modèle d'univers. Mentionnons que la forme originelle de ce modèle ne donne pas d'explications à la grande entropie par baryon qui existe présentement dans l'univers. Le problème de la singularité initiale et celui de la causalité ne sont également pas résolus.



## CHAPITRE II

### LA COSMOGONIE

#### 2.1 INTRODUCTION

Plusieurs chercheurs en cosmogonie ont discuté de la création des éléments chimiques, de l'origine de l'univers, et des galaxies. Dans le présent ouvrage la définition de la cosmogonie comprend en plus l'étude de l'origine du rayonnement cosmique, des rayons cosmiques, et des amas de galaxies. Une étude de la cosmogonie a été faite parce que les origines citées ci-dessus sont des indices qui peuvent aider à comprendre la structure de l'univers. En fait, il se peut que ces origines coïncident avec celle de l'origine de la structure de l'univers. Le fait de connaître ces origines nous apportent en plus des valeurs physiques et numériques qui peuvent être ensuite utilisées dans les modèles cosmologiques.

Dans le chapitre présent, il est montré que les modèles cosmologiques ont à expliquer l'existence:

- 1) des galaxies, leur formation et leur regroupement en amas; et des amas globulaires, leur formation et leur distribution (section 2.2);
- 2) de la formation des éléments (section 2.3);
- 3) du rayonnement électromagnétique et de son degré d'isotropie (section 2.4);

## 4) des rayons cosmiques (section 2.5).

Les théories cosmogoniques ont déjà été brièvement examinées dans le premier chapitre en même temps que la description des modèles cosmologiques. Quelques-uns de ces modèles se basent sur des théories qui font l'hypothèse que l'univers contient seulement de la matière. Ces théories ont une asymétrie dans leur processus de création, c'est-à-dire que seulement des nucléons sont créés (sans antinucléon). La théorie du *Big Bang chaud* de Gamow, Alpher et Herman est sûrement l'exemple le plus important de ces théories. La théorie du polynutron de Mayer et Teller a aussi une asymétrie dans leur processus de création. L'univers stationnaire de Bondi, Gold, et Hoyle fait également l'hypothèse d'une asymétrie, celle de la création continuelle d'atomes d'hydrogène à travers tout l'espace. On pourrait se demander ce que serait la structure logique d'une théorie sur l'origine de l'univers qui préserverait la symétrie entre nucléons et antinucléons. Peut-être que les conditions initiales furent symétriques et que par la suite l'univers évolua de façon à nous apparaître asymétrique aujourd'hui ? Où serait l'antimatière ? D'après Goldhaber<sup>236</sup>, au tout début il exista "l'universon", lequel contenait la masse de tout l'univers. Cet "universon" se divisa par la suite en une particule et une antiparticule appelées le "cosmon" et "l'anticosmon"; ceux-ci se seraient éloignés l'un de l'autre avec une grande vitesse relative. Le "cosmon" serait devenu l'atome primordial de Lemaître; aucune explication n'a été donnée jusqu'à présent à propos de ce que serait devenu "l'anticosmon". Ceci complèts l'énumération des modèles qui se basent sur l'hypothèse d'une symétrie.

Les théories cosmogoniques sur l'origine des galaxies sont très importantes pour les modèles cosmologiques car l'univers a évolué de façon

à permettre la formation des galaxies et des amas de galaxies primordiales. Il faut que les conditions initiales de l'univers soient telles qu'elles contiennent déjà les premiers "germes" pouvant permettre aux galaxies de se former. Mais comme il n'y a pas de modèle d'univers définitif, c'est-à-dire qu'on ne sait pas si l'univers a eu une origine explosive ou une origine continue du genre de celle prévue par la théorie stationnaire, alors ces conditions initiales peuvent être très différentes d'un modèle d'univers à l'autre. Si on suppose que l'univers a eu une origine explosive, nous verrons que les galaxies doivent avoir été formées durant les premières phases de l'expansion de l'univers, et que cette formation peut, dans certains modèles, affecter les propriétés physiques de l'univers (ou être affectée par elles). Les méthodes connues sur la formation des galaxies sont examinées dans la section (2.2) sur l'origine des galaxies. Ces méthodes sont l'instabilité thermique, l'instabilité gravitationnelle, et formation à partir de tourbillons.

L'origine des éléments est examinée dans la section (2.3). La raison pour laquelle cette section a été incluse dans le chapitre de la cosmogonie, est que certaines théories sur l'origine des éléments légers postulent qu'ils ont été créés en même temps, ou un peu après, que le début de l'univers que l'on observe présenterent. Alors, ces théories sont présentées en même temps que les données actuelles des abondances.

Comme le rayonnement électromagnétique, ou tout au moins une partie de celui-ci, peut aussi avoir une origine cosmologique, c'est-à-dire que ce rayonnement a pu être créé en même temps, ou un peu après que le début de l'univers, alors son étude a été ajoutée dans le chapitre de la cosmogonie. Dans la section (2.4), le spectre électromagnétique est examiné dans tous ses domaines. Certaines régions importantes du spectre qui

ont un rapport direct avec l'origine de l'univers sont plus particulièrement étudiées et leurs aspects cosmologiques sont montrés. Différents modèles sont présentés afin de pouvoir expliquer les fonds isotropiques de micro-ondes, et de rayons X et gamma. L'origine du rayonnement électromagnétique cosmique peut aussi s'avérer avoir une importance cosmologique; on verra donc quelques modèles qui donnent une explication de cette origine.

## 2.2 ORIGINE DES GALAXIES

### 2.2.1 INTRODUCTION

L'origine des galaxies est en elle-même un test cosmologique très important qui peut servir à distinguer lequel des modèles d'univers est le plus "acceptable". Afin de comprendre la formation des galaxies, il faut d'abord répondre à trois questions: Qu'est-ce qui a provoqué l'aggrégation de la matière en des objets isolés ? D'où proviennent les amas de galaxies? Quelle est l'origine du mouvement de rotation des spirales ? Toute théorie sur l'évolution des galaxies devrait aussi pouvoir expliquer les valeurs numériques des paramètres suivants<sup>256</sup>: a) les rapports renflements sur disques au long de la séquence de Hubble, b) l'existence des spirales barrées et ordinaires, c) la corrélation du rapport du rayon de la dernière région H II sur le rayon de la vitesse rotationnelle maximum, d) le taux de formation des étoiles relativement au taux de contraction d'une proto-galaxie pour les elliptiques et les spirales. Mais il n'existe présentement pas de théorie qui puisse expliquer tous ces points.

Les deux théories les plus importantes concernant l'origine des galaxies <sup>237</sup> sont: 1) les galaxies ou les proto-galaxies en tant qu'objets ponctuels , se sont formées en même temps que la matière durant les prem-

nières phases du début de l'univers, 2) les galaxies se sont formées à partir de la matière déjà existante.

Dans la première théorie il est fait l'hypothèse que les proto-galaxies (ou condensations primordiales), ont existées au tout début de l'univers. Cette théorie fait également l'hypothèse que la matière est créée constamment dans l'univers sous forme de noyaux proto-galactiques. La deuxième théorie a été examinée par plusieurs cosmogonistes. Elle peut être interprétée d'au moins trois façons. La première façon est que les galaxies se forment indépendamment les unes des autres à chaque endroit de l'univers où la densité de la matière et les conditions des champs (principalement la gravitation) sont favorables. Ainsi la distribution actuelle des galaxies est le reflet de la distribution de la matière primordiale, et une certaine quantité de matière primordiale devrait encore exister entre les galaxies. La deuxième façon est qu'il y aurait seulement eu un petit nombre de galaxies ou de proto-galaxies qui se seraient formées au début. Les autres galaxies se seraient formées <sup>par</sup> processus d'éjection de matière de l'intérieur de galaxies déjà âgées. Dans ce cas, la distribution de la matière au début de l'univers aurait été discrète plutôt que continue. L'augmentation du nombre de galaxies aurait alors forcé la distribution de la matière à plus ou moins atteindre l'uniformité observée maintenant. Et finalement, la troisième façon suppose qu'au lieu d'avoir des galaxies ou des proto-galaxies qui seraient éjectées de galaxies plus anciennes, il existerait des sortes de germes pouvant accumuler la matière dans leur proche voisinage de façon à former des galaxies. Le <sup>1<sup>er</sup></sup> mode de formation est actuellement la plus reconnu et va être examiné en détail dans la section suivante; celui-ci et le troisième peuvent s'intégrer aux études déjà faites sur les modèles cosmologiques et vont donc être étudiés.

de manière à faire ressortir les résultats qui intéressent la cosmologie. Dans le contexte d'un univers en expansion, où la densité de matière est connue en fonction de l'âge de l'univers, il est probable que les galaxies se sont formées au moment où la densité moyenne de la matière dans l'univers était à peu près la même que celle que l'on trouve dans les galaxies actuelles; cette époque se situerait à environ 500 millions d'années après le temps zéro de l'expansion.

Finalement, afin de répondre à la troisième question que nous nous sommes posés au tout début de cette introduction, mentionnons qu'une quantité de mouvement angulaire doit avoir existé dans la matière primitive à partir de laquelle une galaxie se contracta. La quantité de mouvement angulaire, ainsi que la forte distribution de la masse vers le centre d'une galaxie, peuvent nous donner de l'information sur la proportion entre la rotation régulière à grande échelle et les courants irréguliers dans la partie de l'univers qui se contracta en une galaxie. Les observations nous montrent que la plupart des galaxies ont des quantités de mouvement angulaire considérables, et que leurs densités de matière sont plus grandes vers le centre. Ainsi les masses et les rayons de certaines galaxies pourraient nous donner de l'information sur la densité de l'univers au temps où elles ont été formées. Mais on ne sait pas présentement jusqu'à quel point la concentration présente en galaxies est le reflet des irrégularités dans la distribution de la matière dans l'univers à l'époque où les galaxies sont devenues des objets indépendants. D'après Lemaître, les amas de galaxies constituent des fragments d'univers ayant persisté dans l'état d'équilibre (section 1.5.6), ou ayant tout au moins subi une expansion ralentie. L'exactitude de ce point de vue est raffermie par les indices suivants: a) les grandes vitesses propres des galaxies composantes

ne respectent pas le théorème du viriel, b) l'absence de condensations centrales nettes, c) la densité moyenne à peu près mille fois supérieure à la densité cosmique.

### 2.2.2 LE PARAMETRE DE LA DENSITE RELATIVE $\delta\rho/\rho$

Afin de comprendre la formation des galaxies du type de la deuxième classe définie dans l'introduction, il faut décrire un mécanisme qui puisse permettre la formation des galaxies à partir de la matière qui emplit l'univers de façon plus ou moins uniforme. Parmi tous les mécanismes connus pour faire ceci, les trois plus importants semblent être l'instabilité gravitationnelle, l'instabilité thermique, et la turbulence.

Il faut ensuite se demander si les modèles cosmologiques qui sont décrits au chapitre I peuvent évoluer de façon à former des galaxies à partir de ces mécanismes.

Dans les modèles du *Big Bang*, il faut se reporter aux premières phases de l'expansion de l'univers et se demander si des masses gaseuses ont eu le temps de se former. En d'autres mots, est-ce qu'il y a eu assez de temps pour que des fluctuations dans la distribution de la matière (c'est-à-dire une instabilité) augmentèrent suffisamment la densité relative  $\delta\rho/\rho$  par rapport à la densité moyenne de l'univers durant la phase particulière de l'expansion ? Quel est  $\delta\rho/\rho$  initialement, à  $t = 0$  ? Dans un gaz sans expansion,  $\delta\rho/\rho \sim \exp(t/t_0)$ ; cette évolution des fluctuations est très rapide car il n'y a rien pour la ralentir. Par contre, dans les modèles du *Big Bang* la pression du rayonnement sur la matière est suffisante pour empêcher le collapse des masses gaseuses. Les fluctuations pourraient ne pas être suffisamment grandes à la formation des galaxies. Durant l'expansion de l'univers, à l'époque où la matière se trouva en équilibre avec le ray-

onnement, la répartition du gaz devait être pratiquement homogène car, eut-il existé des tendances à la non-uniformité, le bain intense des photons thermiques les eût rapidement dissipées. Après l'époque où la matière primitive s'est constituée en atomes et où le rayonnement thermique a cessé d'agir fortement sur la matière, la matière s'est trouvée abandonnée à elle-même. Ce qui se passa par la suite et qui permit à un gaz initialement homogène de se retrouver divisé en galaxies individuelles, a été étudié par plusieurs cosmogonistes. On a déjà mentionné ci-dessus les trois importants mécanismes qu'on a utilisés pour expliquer la formation des galaxies. Dans le cas présent, l'instabilité gravitationnelle est fortement ralentie par l'expansion. En effet, dans une région où se trouve un excès de densité l'expansion cherche à diminuer la force d'attraction entre cet excès de densité et la densité de l'environnement et ralentit ainsi la chute de l'environnement sur la région plus dense. Il faut donc postuler que des inhomogénéités très fortes ont été présentes afin qu'une instabilité puisse engendrer des galaxies.

Mentionnons ici que plusieurs phénomènes différents peuvent produire des inhomogénéités. Par exemple, comme on a vu ci-dessus, elles peuvent être un excès de densité sur celle de l'environnement. Elles peuvent aussi résider dans la vitesse du gaz de matière comme par exemple le phénomène de la turbulence. En même que l'univers évolue, les inhomogénéités peuvent être affectées par a) la gravité, b) la pression du fluide cosmique, c) la viscosité des neutrinos, laquelle est une source d'affaiblissement qui tend à les faire disparaître. La figure suivante montre ces processus au cours de l'évolution. Ici  $R(t)$  représente l'expansion du rayon de l'univers par rapport au temps.



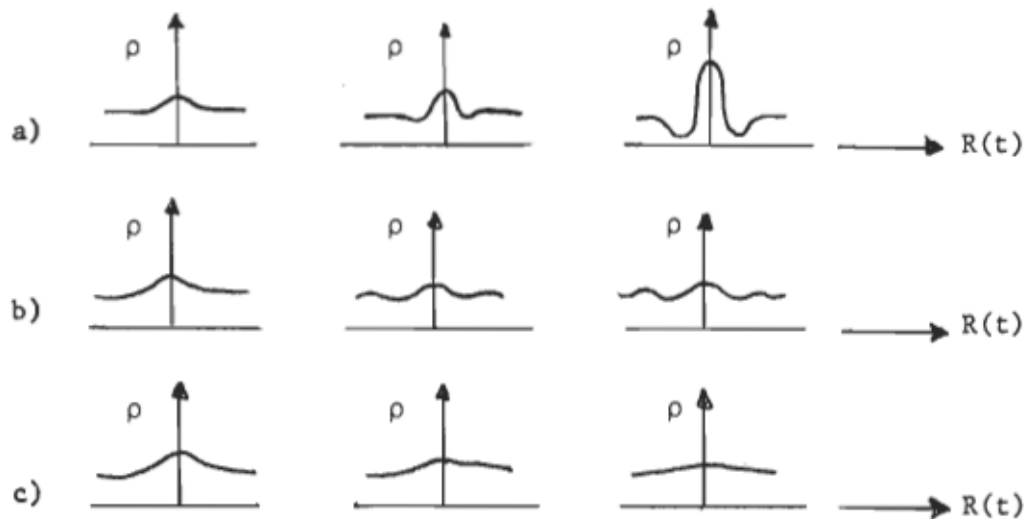


Figure 2.1 Les processus qui peuvent affecter le développement des inhomogénéités dans les modèles du *Big Bang*<sup>239</sup>: a) la gravité, b) la pression, c) la viscosité des neutrinos.

Des inhomogénéités ont pu exister durant l'ère où le rayonnement était très fort. A ce temps, la valeur de la masse gaseuse est donnée par la masse de Jeans (voir page 47 pour sa signification physique).

$$(M_J)_{t=t_E} = \frac{c^4}{G^{3/2} a^{3/2} T_r^2(t_E)} \approx 6 \times 10^{48} \text{ kg} \approx 3 \times 10^{18} M_\odot \gg M_{\text{gal}} \quad (2.1)$$

où  $T_r(t_E) = 2000 \text{ K}$ . Mais durant l'ère où la quantité de matière est très forte,  $\rho_t \approx \rho_m$ , et si on suppose que la matière est un gaz idéal d'hydrogène monatomique, alors  $\gamma = 5/3$  et  $p = \rho k T_m / m_H$ ; la valeur de  $M_J$  au début de cette ère est

$$(M_J)_{t=t_E} = \frac{4\pi}{3} \cdot \left( \frac{k T_r(t_E)}{G m_H} \right) \cdot \frac{1}{\rho^{1/2}(t_E)} \approx 3 \times 10^5 M_\odot \quad (2.2)$$

La figure 2.2 montre le comportement de la masse de Jeans durant l'évolution. L'équation (2.2) montre que  $M_J$  est beaucoup plus petit que la masse d'une galaxie et, pour cette raison, les proto-galaxies qui existèrent jus-

qu'au temps  $t_E$  vont se contracter après cette période.

Puisque les photons thermiques ont pu affecter beaucoup la contraction durant cette période, en tenant compte de la masse manquante, il est possible qu'alors la viscosité des photons disparaisse.

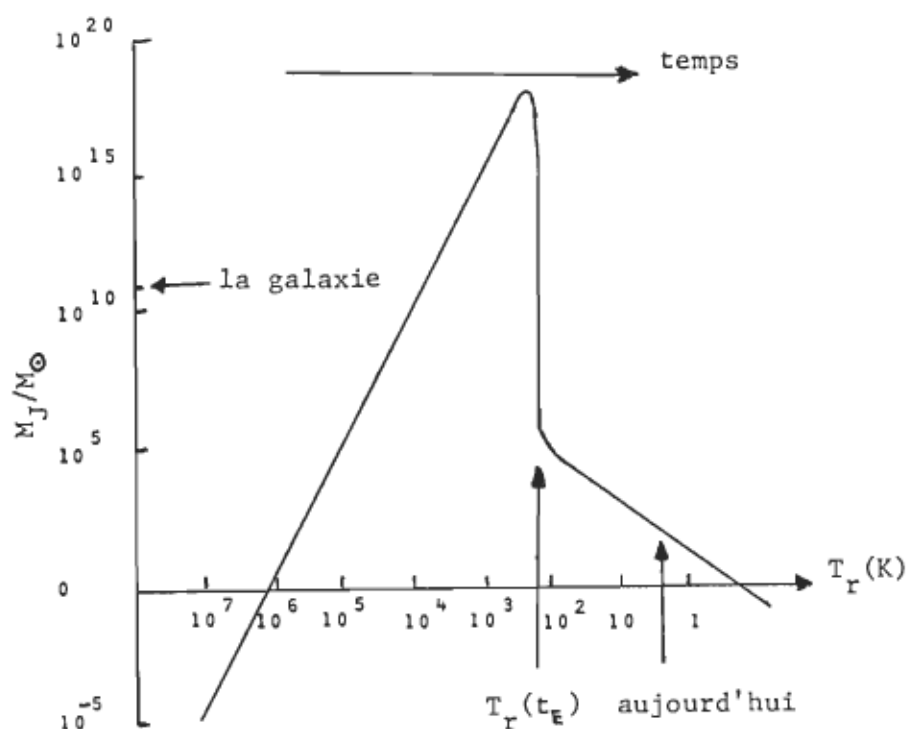


Figure 2.2 L'évolution de la masse de Jeans

En résumé, toutes les inhomogénéités primordiales avec des masses plus petites qu'une galaxie disparaîtront durant l'ère où le rayonnement est très fort. Les masses plus grandes peuvent exister jusqu'à l'ère où la matière est plus forte et puis se contracter sous la force de la gravitation. Il s'agit de trouver des mécanismes qui puissent former des masses plus grandes que  $10^{18} M_\odot$ ; ces processus devraient ainsi prévoir une histoire "thermique" de l'univers (s'il débute au temps  $t = 0$ ) qui donne le fond cosmique à 2.7 K d'aujourd'hui, ainsi que les mêmes abondances d'éléments légers.

D'après une analyse faite par Silk<sup>274</sup>, le paramètre de la fluctuation relative devrait être  $|\delta\rho/\rho| \lesssim 1$  au temps où le décalage vers le rouge, est donné par  $z \gtrsim 1000$ . Si une formation trop prématurée survient, alors on obtient des systèmes ressemblant plutôt à des amas globulaires, des trous noirs, ou autres. Il obtint un spectre de fluctuations adiabatiques dans la densité qui survinrent juste après le découplage des photons de la matière aux époques  $z > \Omega^{-1}$

$$\left\langle \left( \frac{\delta\rho}{\rho} \right)^2 \right\rangle^{1/2} \approx 3 \times 10^{-3} \cdot \left( \frac{t}{t_d} \right)^{2/3} \cdot \left( \frac{M_d}{M_\odot} \right)^{1/2} \cdot \exp(-(M_d/M_\odot)^{2/3}) \quad (2.3)$$

où  $\Omega = 8\pi G \rho_0 / 3H_0^2$ ,  $M_d = 10^{12}$  à  $10^{15} M_\odot$  pour  $\Omega = 1$  à  $0.01$ . Un spectre de ce genre serait suffisant à produire des systèmes galactiques aussitôt que  $z \gtrsim 1$  aux conditions initiales  $|\delta\rho/\rho|_i \sim 10^{-3}$  à  $z_i \sim 10^6$ . Les mécanismes qui seraient à l'origine de ces conditions initiales<sup>257</sup> pourraient être des instabilités gravitationnelles, des instabilités non-gravitation-

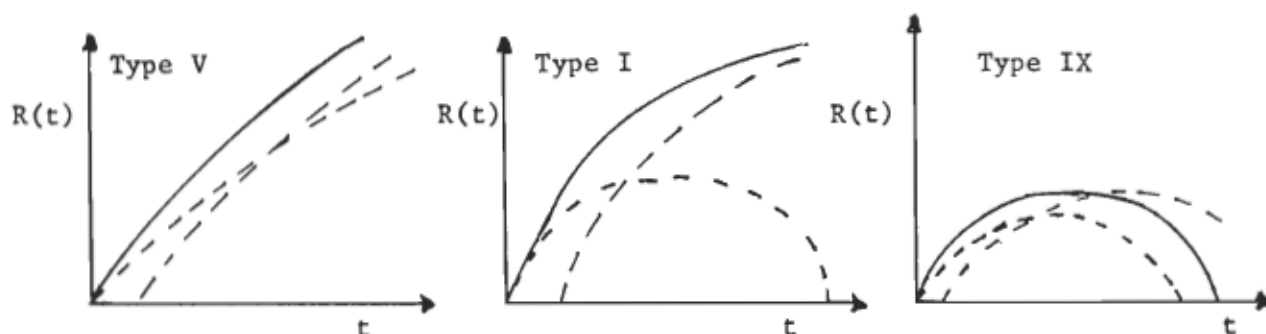


Figure 2.3 Les perturbations dans les modèles homogène et isotropique. Des perturbations dans la densité reviennent à la même chose qu'à changer le temps initial ou l'énergie initiale. Par conséquent, une région qui est plus "fermée" que dans le modèle de type IX, doit se recontracter avant que l'univers ne le fait. La loi de puissance des perturbations dans la densité est  $\delta\rho/\rho \propto t^{n-2/3}$ .

nelles, ou encore des conditions particulières qui existèrent dans la singularité initiale et qui causèrent des perturbations assez grandes pour

produire la fluctuation gravitationnelle<sup>255</sup>. En fait, les instabilités dans les modèles cosmologiques se comportent comme les modèles eux-mêmes. La pression peut les modifier quelque peu, mais la loi de puissance du comportement des perturbations dans la densité est un résultat général. La figure (2.3) montre ce comportement<sup>241</sup>. L'effet de la pression de la radiation força la "longueur de Jeans" à diminuer jusqu'à avoir une valeur plus petite que la dimension d'une galaxie. La "longueur de Jeans" a probablement inclus des masses comme la dimension d'un amas globulaire à l'époque du découplage<sup>242</sup>. Si des perturbations avaient existé avant ce temps, les effets de la pression les auraient empêchés de grandir. Il se peut que les galaxies se soient formées à partir d'amas globulaires<sup>243</sup>, ou de superétoiles<sup>764</sup>. Ces super-étoiles se seraient explosées et auraient réchauffé l'univers<sup>765</sup>. Ce réchauffement produirait ensuite des perturbations capables de former des galaxies par instabilité gravitationnelle.

Bien que les perturbations causées par des ondes gravitationnelles soient découplées des perturbations dans la densité dans une cosmologie isotropique, l'énergie d'une onde gravitationnelle peut augmenter la croissance d'une perturbation dans la densité lorsqu'une anisotropie est incluse dans les équations. Le modèle d'univers de type I est un exemple de cet effet<sup>244</sup>. Une perturbation aurait alors comme point de départ une onde gravitationnelle initiale, laquelle crée une pression effective, et produit aussi des oscillations dans la densité. L'effet du couplage de la radiation gravitationnelle des perturbations à la densité est très grand; dans certains cas, la perturbation de la densité augmente à un taux beaucoup plus rapide dans les modèles anisotropiques que dans les modèles isotropiques. En résumé, le taux d'augmentation d'une perturbation dans la densité, en incluant les effets des ondes gravitationnelles et de l'aniso-

tropie, peut être beaucoup plus grand ou beaucoup plus petit que le taux d'augmentation correspondant d'un univers isotropique.

D'après Peebles<sup>277</sup>, s'il existe de la matière "invisible" (la masse manquante), alors cette matière pourrait être incluse dans la perturbation initiale; ainsi des "bruits" dans les perturbations peuvent permettre à des amas globulaires de se former, lesquels seraient les "germes" à la formation des galaxies par la suite.

Les perturbations ont été étudiées également pour un univers d'Einstein-de Sitter avec une pression<sup>276</sup>. Des galaxies peuvent se former dans ce modèle à partir de perturbations isothermiques primordiales, ou à partir de perturbations qui ont les dimensions d'un amas de galaxies et qui, éventuellement, se fragmentent en objets ayant les dimensions des galaxies.

Finalement, les perturbations ont été analysés pour des modèles de Friedmann avec  $p = 0$ , avec ou sans terme cosmologique<sup>275,279,280,281,282</sup>, et aussi des perturbations linéaires dans la densité ont été appliquées au modèle de "Mixmaster",<sup>259</sup> aux cosmologies de Brans-Dicke<sup>283</sup>, à l'univers de Godel<sup>284</sup>, et aux modèles anisotropiques<sup>278</sup>, d'Eddington-Lemaître<sup>266</sup>, le modèle de Carr<sup>272</sup>. Harrison<sup>267</sup> suggéra que des fluctuations dans la métrique ont pu donner naissance à des noyaux denses contenant des spins, et qui seraient des galaxies embryonniques. Ces noyaux seraient capables de former des galaxies par la suite.

Plusieurs modèles ont été analysés afin de décrire la croissance des fluctuations<sup>269</sup> dans les modèles cosmologiques; divers aspects ont également été examinés. Certains auteurs ont suggéré que les fluctuations dans la densité ont pu produire des mouvements de cisaillement à partir d'interactions gravitationnelles non-linéaires<sup>270</sup>. Si les fluctuations sont intro-

duites dans la métrique des modèles de Robertson-Walker, elles peuvent induire des variations dans la température du fond cosmique de micro-ondes<sup>271</sup>. Petrov<sup>273</sup> fit une analyse des effets des fluctuations dans la densité de la matière sur l'expansion de l'univers et montra que les fluctuations réduisent l'effet gravitationnel et retardent<sup>st</sup> l'expansion. Cet effet augmente avec le temps.

### 2.2.3 L'INSTABILITE GRAVITATIONNELLE

Le développement de petites perturbations surimposées à un univers uniforme a été analysé par plusieurs auteurs du point de vue de la relativité générale<sup>245</sup> et aussi du point de vue newtonien<sup>246</sup>. Ce pourrait être durant une phase semblable à la phase d'équilibre d'Einstein (section 1.5.6) que les galaxies se seraient formées avec leur première génération d'étoiles. Au point de vue explication des condensations, le modèle de Lemaître offre un avantage sur les modèles de Friedmann à constante cosmologique nulle. Lifshitz a démontré que pour ces modèles les condensations locales résultant d'une fluctuation de densité, ne peuvent servir d'amorce à un processus de condensation par gravité: elles sont vouées à se disperser, ou pour certaines d'entre elles à croître si lentement que ce mode de formation n'est pas concevable pour les galaxies. Le caractère de stagnation de l'univers de Lemaître près du rayon d'équilibre (lequel n'existe pas dans les univers de Friedmann avec  $\lambda = 0$ ) et le manque d'équilibre thermodynamique entre les diverses nuées, lui permettent d'échapper à cette objection.

D'après Lemaître (section 1.5.6), l'univers en général est une région d'expansion illimitée; les galaxies sont des régions de condensation retombant sur elles-mêmes et agglomérant en étoiles la matière diffuse. Occasionnellement, des régions doivent rester en équilibre; elles doivent ten-

dre à avoir en moyenne la densité voulue pour équilibrer tout juste l'expansion cosmique (section 1.5.6). Cet équilibre est instable mais, du moins pour des régions de grande étendue, les quelques milliards d'années qui se sont écoulées depuis l'instant critique où l'univers se mit à expandre peuvent être considérées comme un temps court et on doit s'attendre à ce qu'il reste trace de cet équilibre dans l'univers. Les régions en équilibre sont en équilibre en moyenne seulement; il doit s'y former des condensations locales qui donneront naissance à des galaxies, lesquelles, au lieu de se disperser comme les galaxies isolées, resteront sensiblement à la même distance les unes des autres. On obtient ainsi un amas de galaxies. Ces amas étant en équilibre<sup>statique</sup> ils ne doivent pas avoir de formes définies ou de condensations centrales suggérant un équilibre dynamique. C'est bien ce qu'on observe; les amas ont des formes quelconques. De plus, ces amas doivent avoir sensiblement la densité critique calculée à partir du rapport de Hubble (section 3.3). On peut vérifier cela en calculant la masse moyenne d'une galaxie au temps de l'hypothèse de l'équilibre. La théorie suppose que l'univers a passé lentement à travers la position d'équilibre. Il serait possible de mesurer la vitesse propre de toutes les galaxies au moment du passage par le point d'équilibre. Par exemple, dans l'amas de Virgo, la dispersion des vitesses autour de la vitesse moyenne est de 650 Km/sec. On peut imaginer que le récent passage de l'univers par une période d'instabilité gravitationnelle ait laissé des traces dans les amas de galaxies et qu'il se manifeste aussi par les fluctuations rencontrées dans la répartition des galaxies et dans la distribution de leurs vitesses.

Récemment Occhionero<sup>239</sup> analysa l'instabilité de Jeans (section 2.2.2) dans les univers de Lemaître, et montra qu'effectivement l'instabilité gravitationnelle serait efficace à former des galaxies si l'univers

passa un temps assez long dans la phase de stagnation (section 1.5.6). Il étudia le modèle de Lemaître avec  $k = 1$  (section 1.5.6) et obtena un temps de vie de la phase de stagnation égale à  $\approx 2 \times 10^{11}$  années. Les autres valeurs numérique de son modèle d'univers sont définis par (voir aussi en page 313 et en page 40)

$$\sigma_0 = \frac{4\pi G \rho_0}{3 H_0^2} \quad , \quad \sigma_0 (z^3 + 3 z^2) = 1 \quad (2.5)$$

Il exprima les perturbations dans la matière par

$$\left( \frac{1}{R^2} \frac{d}{dt} R^2 \frac{d}{dt} - 4\pi G \rho \right) \frac{\delta \rho}{\rho} = 0 \quad (2.6)$$

La solution de cette équation est  $\delta \rho / \rho \sim \exp(t/\tau)$ , avec  $\dot{R} = \beta c$  et un temps  $t = \tau \ln(1/\beta)$ . Puisque la densité critique calculée est de l'ordre de  $5 \times 10^{-30} \text{ g/cm}^3$  alors que la densité actuelle de l'univers est plus petite par un facteur de dix, alors il calcula que  $\sigma_0 = 0.05$ ,  $z = 2$  et  $q = -1.3$ . Mais l'apparition de larges décalages vers le rouge n'est pas en accord avec ces valeurs. Cependant si la densité actuelle était différente, par exemple, si  $\sigma_0 = 0.013$ , on obtiendrait  $z = 3.5$  et  $q = -1.13$ , ce qui donnerait  $\Lambda \approx 10^{-56} \text{ cm}^{-2}$ . Il est ainsi possible de donner une cause aux grands décalages vers le rouge.

La méthode de l'instabilité gravitationnelle a été étudiée dans plusieurs autres modèles cosmologiques. Elle fut aussi modifiée par Tomita<sup>247</sup> qui a voulu analyser les processus non-linéaires jusqu'aux deuxième ordre, et aussi appliquer la théorie non-linéaire aux problèmes de l'évolution des inhomogénéités locales. Il obtint des limites inférieures pour les perturbations initiales qui évoluèrent par la suite jusqu'à devenir des galaxies.

D'autres aspects de la théorie de l'instabilité gravitationnelle ont aussi été examinés<sup>253</sup>. Tout d'abord, la rotation des galaxies doit



pouvoir être calculé si la méthode de l'instabilité gravitationnelle veut continuer à être valable. Peebles<sup>248</sup> étudia la quantité de mouvement angulaire d'une galaxie qui résulterait de l'interaction gravitationnelle de la matière dans une proto-galaxie en évolution, avec la matière de l'environnement. Il montra que cette méthode n'était pas suffisante à expliquer la rotation des galaxies. Par contre Simon<sup>249</sup> suggéra que les interactions de marée, lesquelles surviendraient entre des proto-galaxies voisines après leur séparation, seraient facilement capables de donner une quantité de mouvement angulaire aussi grande que celle typique des galaxies spirales. Il a démontré que la théorie non-linéaire<sup>250,251</sup> de l'instabilité gravitationnelle pouvait expliquer la rotation des galaxies<sup>268</sup>.

La méthode de l'instabilité gravitationnelle a aussi été étudiée dans le contexte d'autres cosmologies: la cosmologie de Brans-Dicke<sup>252</sup>, et le modèle fermé de Kantowski-Sachs<sup>254</sup>.

#### 2.2.4 L'INSTABILITE THERMIQUE

Plusieurs théories furent proposées afin d'expliquer la formation initiale de nuages gazeux dans un univers chaud (par exemple, section 1.5.6) en expansion. Ces théories montrent que la récombinaison de l'hydrogène (section 2.3.2) provoque le découplage de la matière de la radiation primordiale, et qu'ensuite le gaz commença à se fragmenter en nuages qui se contractèrent gravitationnellement. La méthode de l'instabilité thermique peut expliquer la façon dont les nuages gazeux évoluèrent par la suite<sup>308,304,305</sup>. En effet, l'hydrogène moléculaire agit comme un refroidisseur dans le gaz après la récombinaison de l'hydrogène (section 2.3.2), et joue donc un rôle important durant la phase de contraction d'un nuage gazeux pré-galactique à partir duquel une première génération d'ob-

jets peut se former. Des expériences numériques ont montré qu'un nuage lié gravitationnellement avec une masse plus grande que  $10^5 - 10^6 M_{\odot}$  peut se contracter isothermiquement dans l'intervalle de températures 500-1000 K.

Si à l'époque de la formation des galaxies, il exista des mouvements hydrodynamiques<sup>306</sup> sur une grande échelle qui produisirent des ondes de choc, alors le plasma cosmique a dû se réchauffer et s'ioniser au passage des fronts d'onde, pour ensuite perdre son énergie thermique par un processus de diffusion et par le processus du rayonnement "free-free". Derrière les fronts, le plasma fut comprimé sous une pression constante. Lorsque la radiation "free-free" domina, l'instabilité thermique survint, et le plasma se fragmenta en régions denses avec des masses proches de celles des galaxies normales.

La méthode de l'instabilité thermique fut aussi étudiée par Sofue<sup>307</sup>. Il trouva que la masse d'une proto-galaxie doit être dans l'intervalle  $10^6 M_{\odot} < M < 10^{12} M_{\odot}$  si on suppose qu'un excès de densité est initialement dû à une instabilité thermique. Elle serait due à un refroidissement radiatif et serait suivie par une contraction non-linéaire gravitationnelle non-linéaire qui, éventuellement, formerait une galaxie. L'âge de la contraction est de  $\sim 10^7$  années, et la température de la matière, au moment où survient l'instabilité thermique initiale, est  $10^6 - 10^9$  K. Par contre, cette grande température peut être obtenue seulement si une fluctuation cinétique dans la radiation du fond cosmique produit une turbulence dans le gaz cosmique lequel, à son tour, réchauffe le gaz par dissipation.

D'autres aspects des fluctuations thermiques<sup>260, 261</sup> dans la densité

vont maintenant être examinés dans le modèle cosmologique d'Hagedorn. Dans ce modèle, les structures que l'on observe dans l'univers se sont formées à partir de fluctuations thermiques au hasard. Ainsi un gaz serait devenu instable contre une contraction lorsque sa masse fut plus grande que la masse de Jeans<sup>261</sup>. La force de la gravitation devient alors plus importante que la pression interne due à la chaleur<sup>262</sup>. Rees montra que plus on recule dans le temps au début de l'univers, plus les fluctuations cosmiques sont grandes lorsque la phase des baryons commence. Jusqu'à quel temps peut-on reculer dans le passé ? Une limite est obtenue à l'aide de la longueur d'onde de de Broglie, laquelle doit être plus petite que le rayon de Hubble et à cause du principe de la causalité. Une limite plus forte est d'exiger que le temps de Hubble soit plus grand que le temps moyen des interactions fortes,  $10^{-23}$  seconde.

Les fluctuations dans la densité peuvent être calculées à partir de particules libres relativistes dans les modèles conventionnels. Ces modèles dépendent des spins statistiques de chaque espèce  $g_i$ , et la fonction de partition dépend de la température, et est une fonction qui augmente lentement avec la température. Par contre, Hagedorn proposa que les  $g_i$  augmentent exponentiellement. Comme on a vu dans (1.10.9), sa température maximum est  $T_0 = 1.8 \times 10^{12}$  K. Il montra que les fluctuations augmentent en proportion de  $(T_0 - T)^{-1}$ ; les valeurs des fluctuations thermiques obtenues sont beaucoup plus grandes que dans les modèles conventionnels. Dans son modèle, le spectre de la masse est donnée par

$$\rho(m) \approx am^{\alpha} \exp(-m/T_0) \quad , \quad a = 2.6 \times 10^4 \text{ MeV}^{3/2} \quad , \quad \alpha = -5/2 \quad (2.7)$$

lequel est en accord avec les observations des amas de galaxies<sup>263</sup>.

Une analyse faite par Gunn<sup>264</sup> a montré que durant la phase des hadrons une structure pouvait se développer qui ressemblerait à des grains. Cela aurait dû se faire d'une façon inhomogène. Chaque grain serait une résonance unique massive. L'état de déséquilibre de ces grains permit la formation et la croissance de grands contrastes de densité à un taux très rapide durant la phase des hadrons. Les grains disparaîtraient au temps  $t = 10^{-4}$  seconde après lequel l'équilibre local pouvait se faire et la radiation deviendrait alors dominante; mais la structure du grain pouvait survivre jusqu'à  $10^5$  années si sa désintégration était de l'ordre de  $(c/v)10^{-23}$  seconde, où  $v$  est la vitesse de la région laissée par la désintégration, et  $c$  la vitesse de la lumière. Les galaxies vont, éventuellement se former. Par contre, le modèle ne peut pas former l'hélium<sup>265</sup>.

#### 2.2.5 LA TURBULENCE COSMOLOGIQUE

La troisième méthode importante pour la formation des galaxies fait appel à la turbulence.

Cette nouvelle approche au problème de l'origine de la structure actuelle de l'univers a été développée ces dernières années. Elle se base sur l'hypothèse de von Weizsacker-Gamow, laquelle suppose l'existence d'une turbulence prégalactique. Ainsi des tourbillons ou des remous auraient été présents à l'époque même où la radiation était dominante, et auraient ensuite donné naissance aux irrégularités proto-galactiques dans la densité. Les modèles de ce genre permettent non seulement la formation des galaxies, mais peuvent rendre compte en plus des propriétés dynamiques des galaxies et des amas de galaxies. Mais il n'est pas facile de trouver un modèle cosmologique qui puisse permettre non seulement aux tourbillons d'évoluer dans une métrique spécifique, mais qui puisse aussi expliquer l'influence des

tourbillons sur les propriétés métriques<sup>298</sup> de l'espace-temps durant les premières phases de l'expansion. Les effets de la turbulence changera grandement la métrique au début de l'univers, et il est difficile de prédire ce qu'ont été les conséquences de son existence.

Ozernoi et Chernin<sup>285,286</sup> analysèrent la méthode de la turbulence primordiale dans le contexte de la formation des galaxies dans un *Big Bang chaud*. D'après eux, il exista un temps avant que l'univers soit défini par les équations de Friedmann, ~~duquel~~ l'univers contenait des mouvements tourbillonneux qui déterminèrent les propriétés de la métrique de l'espace-temps; cette époque a pu être suivie par une phase d'isotropie sur une grande échelle, et d'une homogénéité presque complète de la densité,  $\delta\rho/\rho \ll 1$ . Des fluctuations dans la densité se seraient créées lorsque les vitesses des tourbillons furent plus grandes que la vitesse du son. Ces fluctuations seraient telles que  $\delta\rho/\rho \approx 1$ , et auraient par la suite formé des galaxies. Les mouvements tourbillonneux auraient créé de grands champs *irrotationnels* et des inhomogénéités dans la distribution de la masse. Ces mouvements tourbillonneux auraient été créés juste en avant des ondes de choc qui survinrent lorsque l'instabilité gravitationnel induisit des processus hydrodynamiques supersoniques. Ces chocs auraient comprimé de grandes couches gazeuses, chacune d'elles pouvant être appelée un proto-amas de galaxies<sup>287,288,289</sup>. Certains ont suggéré qu'une superposition de remous a pu former la turbulence primordiale, et que la vitesse de celle-ci devint supersonique après le temps de découplage. Des amas de galaxies peuvent également avoir été formées de cette façon<sup>290</sup>.

Mentionnons que la méthode de la turbulence est moins arbitraire que les deux autres méthodes sur la formation des galaxies, qui supposent

au point de départ des fluctuations initiales arbitraires très grandes dans la densité et un réchauffement pré-galactique du gaz. Par contre, dans la méthode présente, les fluctuations initiales sont créées par la turbulence. De plus, le taux de l'expansion cosmologique et les effets de l'instabilité gravitationnelle diminuent si les termes des potentiels de la turbulence sont dominants, et augmentent dans le cas opposé<sup>291</sup>.

Mentionnons maintenant les différents aspects qui ont été étudiés dans la théorie de la turbulence.

Il a été suggéré qu'un gaz tourbillonneux de photons forca la matière elle-même à entrer dans un état turbulent lorsqu'elle se sépara de la radiation<sup>292</sup>.

Une analyse récente<sup>292</sup> des contraintes qu'il faut imposer aux paramètres de la turbulence montre que les fluctuations sur une petite échelle de la radiation à 2.7 K peuvent nous donner une limite supérieure très sévère aux vitesses des tourbillons primordiaux. Il fut conclu que la théorie de la turbulence n'est pas en accord avec les observations si l'univers a la petite densité qu'on observe; de plus, cette théorie ne peut pas expliquer la grande vitesse angulaire du super-amas local de De Vaucouleurs,  $\omega \approx 3 \times 10^{-10}$  rad/s<sup>-1</sup>. Les résultats de cette analyse montrent aussi que le spectre obtenu à partir de la turbulence, n'est pas toujours indépendant des conditions initiales<sup>293</sup>.

Nariai<sup>295,296</sup> examina un univers qui rebondirait à l'époque des hadrons et qui <sup>tendrait</sup> rapidement vers un modèle de Friedmann. Son modèle fut aussi analysé en tenant compte de l'existence d'un champ scalaire<sup>297</sup> sans masse (photon, graviton) créé par le milieu turbulent.

Stecker et Puget<sup>299</sup> analysèrent la cosmologie baryon-symétrique

du *Big Bang* d'Omnès, et montrèrent que la pression d'annihilation à la frontière entre matière et antimatière peut créer une turbulence supersonique sur une grande échelle capable de provoquer la formation des galaxies. Ce mécanisme prévoit la production d'un rayonnement gamma tel qu'il a été observé.

Barrow<sup>300</sup> montra que les abondances de l'hélium et du deutérium synthétisées durant le *Big Bang* peuvent être comparées avec les observations actuelles seulement si le paramètre de la densité baryonique est donné par  $\Omega < 1.4 \times 10^{-2}$ . En conjonction avec certaines considérations de l'isotropie du fond cosmique de micro-ondes (que l'on examinera dans la section 2.4.2), les résultats montrent que si les éléments légers ont été synthétisés primordialement, alors la théorie de la turbulence est en conflit avec les observations. En fait, pour synthétiser de l'hélium dans un remous pré-galactique de  $\sim 10^{11} M_{\odot}$  et qui aurait eu une abondance entre 0.22 et 0.32, alors il faut que  $\Omega \lesssim 1.1 \times 10^{-2}$  si les remous sont presque homogènes, et  $\Omega \lesssim 1.0 \times 10^{-2}$  si les remous sont inhomogènes. Il ne serait pas possible de synthétiser une quantité de deutérium égale à  $4 \times 10^{-6} - 10^{-4}$  à partir des remous homogènes; par contre, si  $\Omega \lesssim 1.4 \times 10^{-2}$ , il est possible de le synthétiser à partir de remous inhomogènes. Les modèles avec  $\Omega \sim 10^{-2}$  sont en accord avec les observations de la densité de la matière lumineuse dans l'univers. Barrow montra que l'influence des mouvements turbulents sur l'anisotropie des micro-ondes apporte la contrainte  $\Omega > 0.5$ , ce qui est en conflit avec les résultats déjà mentionnés ci-dessus. Il conclut que a) soit que les cosmologies turbulentes sont en conflit avec les observations, b) soit qu'on abandonne la synthèse primordiale de l'hélium et du deutérium, c) soit qu'il existe des galaxies, des quasars, et autres objets contenant très peu ou beaucoup d'hélium et du deutérium, d) soit

que le mécanisme de la turbulence crée des masses isothermiques de l'ordre  $\sim 10^5 - 10^9 M_{\odot}$ , lesquelles forment ensuite des galaxies et des amas par le "bootstrap" gravitationnel. Il mentionna que sa première conclusion était la plus probable<sup>302</sup>.

Jones<sup>301</sup> analysa la théorie de la turbulence à travers la période de la récombinaison (voir section 2.3.2) et trouva que les mouvements sur une échelle de masses plus petites que  $M_{\text{crit}} \approx 5 \times 10^{11} (\Omega h^2)^{-1/2} M_{\odot}$  sont entièrement absorbés à cause de l'effet Thomson, et que des fluctuations dans la densité sur des échelles  $M < M_{\text{crit}}$  sont tellement petites qu'elles ne peuvent pas former des galaxies ( $h$  est défini en page 313).

#### 2.2.6 LA FORMATION DES GALAXIES, LES TROUS NOIRS, ET LES TROUS BLANCS

Une autre idée récente sur la formation des galaxies est de supposer que des blocs initiaux de matière auraient été les germes à partir desquels les galaxies se formèrent. Ces blocs pourraient contenir les masses entières des galaxies, et pourraient aussi contenir des trous noirs.

Hawking<sup>329, 330, 328</sup> montra qu'un trou noir peut éventuellement s'évaporer et exploser comme un objet chaud. Il suggéra que l'explosion initiale de l'univers permit la formation de "mini trous noirs"<sup>336</sup>, lesquels auraient atteint l'étape d'explosion seulement  $10^{10}$  années plus tard. Ces trous noirs se seraient formés à partir d'inhomogénéités initiales, et se comporteraient comme des germes autour desquels les galaxies se seraient formées. Si l'évaporation de petits trous noirs primordiaux a joué un rôle important dans le passé, ils pourraient être à l'origine des rayons gammas que l'on observe présentement. Les observations du fond isotrope de rayons gammas imposeraient par conséquent une limite à la densité moyenne du nombre de trous noirs primordiaux<sup>331</sup>. L'idée que des trous noirs



puissent exister dans l'univers est supportée par les observations des rayons-X venant d'étoiles binaires<sup>332,333</sup>. Par exemple, Cygnus X-1 est soupçonné être un trou noir, bien qu'il pourrait aussi être une naine blanche<sup>334</sup>.

Chapline<sup>335,337</sup> montra que seulement des masses  $M \geq 10^{25}$  g auraient pu former des trous noirs au début de l'univers, et à cause de leur petite masse, ils n'auraient pas joué de rôle important. Cette limite a été obtenue à partir des théories des interactions fortes.

La supposition de l'existence d'univers composés d'antimatière permet tout une série de nouvelles explications. On pourrait imaginer que l'univers est un trou blanc qui viendrait d'un autre univers dans lequel il se serait contracté; il serait maintenant en expansion<sup>339</sup>. Il serait même possible que deux univers soient connectés entre eux à travers les singularités des trous noirs et des trous blancs, avec de la matière d'un côté, et de l'antimatière de l'autre.

Récemment, Lake et Roeder<sup>338,344</sup> examinèrent des trous blancs qui sont supposés évoluer dans un espace de Schwarzschild au sein d'un univers de Robertson-Walker. Ils montrèrent que si un trou blanc émet de la radiation et qu'un observateur la reçoive, alors cette radiation peut avoir un décalage vers le rouge intrinsèque non lié au *redshift* cosmologique. Puisque les trous blancs seraient des objets qui explosent à travers leur rayon de Schwarzschild, les supernovae pourraient être des trous blancs produits par l'écroulement d'un trou noir dans un autre univers, ou l'explosion, retardée jusqu'à maintenant, de morceaux de matière qui seraient restés presque intacts après l'explosion initiale de l'univers. Ces morceaux proviendraient<sup>342,340</sup> de la singularité initiale, et n'aurai-

ent pas explosé en même temps que le restant de l'univers<sup>341</sup>. Cependant, une analyse faite par Lohiya<sup>343</sup> a montré qu'il n'est pas possible qu'une étoile puisse exploser à travers la barrière de son rayon de Schwarzschild.

### 2.2.7 L'ACCRETION ET LA FRAGMENTATION

Les observations ont montré que les galaxies n'existent pas de façon isolée dans l'univers, mais se regroupent en unités de quelques dizaines à quelques centaines (sections 3.2.2 et 3.8). Pour expliquer ces regroupements, on peut faire appel à deux hypothèses opposées, chacune se voulant de pouvoir expliquer ces regroupements en amas<sup>349</sup>.

- 1) L'hypothèse de l'accrétion (ou "l'amasement"), c'est-à-dire qu'en premier lieu **des nuages gazeux se soient** formés avec une masse de l'ordre de  $10^{11} M_{\odot}$ .
- 2) L'hypothèse de la "fragmentation", c'est-à-dire qu'en premier lieu le gaz se serait condensé en nuages ayant chacun une masse maximale de  $\sim 10^{15} M_{\odot}$ . Ensuite ces nuages se seraient désintégrés en unités plus petites, comme par exemples en amas de galaxies ou en galaxies individuelle, en quasars, ou en amas globulaires.

Ces deux hypothèses sont très discutées par les cosmogonistes. Dans le cas de la fragmentation<sup>317</sup>, une instabilité gravitationnelle peut être créée par de petites perturbations au hasard dans la densité de la matière et ainsi former des amas<sup>311, 312, 313</sup>. Une étude de la fragmentation d'un nuage gazeux d'hydrogène pur dans un univers en expansion a montré qu'en premier le nuage se contracte adiabatiquement; durant une phase suivante, les molécules d'hydrogène se forment dans le nuage et agissent comme une source de refroidissement<sup>315</sup>. En même temps que la contraction continue,

la fragmentation survient dans le nuage<sup>314,316</sup>.

#### 2.2.8 CONCLUSION

L'origine des galaxies et des amas de galaxies est un test cosmologique important car si un modèle ne peut pas évoluer de façon à prédire leur formation, alors il perd de sa puissance de validité en tant que modèle d'univers. L'idéal serait qu'un modèle puisse donner une explication convenable non seulement de l'origine de ces objets, mais aussi à la rotation des spirales, à l'existence des spirales barrées, et aux autres observations importantes mentionnées dans l'introduction.

La théorie la plus acceptée de l'origine des galaxies suppose qu'elles se soient formées à partir d'inhomogénéités dans la matière existante, donc nettement après l'explosion initiale (dans la théorie supposant un tel début). Les trois méthodes de formation de ces inhomogénéités sont l'instabilité gravitationnelle, l'instabilité thermique, et la turbulence primordiale. Les deux premières méthodes supposent des conditions initiales comprenant une variation (inexpliquée) dans la densité  $\delta\rho/\rho$ , tandis que la troisième méthode suppose des fluctuations initiales dus à la turbulence dans la matière, ou même dans le rayonnement dans le stage précédent. Résumons les points importants de ces différentes méthodes.

Dans le cas de l'instabilité gravitationnelle, elle est limitée fortement par l'expansion et il faut postuler que des inhomogénéités ont existées à la fin de la phase radiative afin qu'une instabilité puisse engendrer une galaxie. En fait, il a fallu que cette inhomogénéité soit engendrée tout près de la singularité. Par contre, si l'univers passa un temps assez long dans la phase de stagnation de Lemaître, et si  $\sigma_0 \approx 0.013$ , alors il a été possible aux galaxies de se former à l'aide de cette méthode.

Mentionnons que la théorie non-linéaire de l'instabilité gravitationnelle peut tenir compte de la rotation des galaxies.

L'instabilité thermique suppose qu'après la récombinaison de l'hydrogène, le gaz universel commença à se fragmenter gravitationnellement en nuages. Il faut que la masse d'une proto-galaxie ait été dans l'intervalle  $10^6 M_{\odot} < M < 10^{12} M_{\odot}$  si on veut pouvoir supposer qu'un excès de densité soit initialement dû à une instabilité thermique. Elle pourrait être dû à un refroidissement radiatif et serait suivi par une contraction non-linéaire qui, éventuellement, formerait une galaxie. Par contre, les masses obtenues ne sont pas comparables à celles des amas de galaxies. Mais des grains peuvent se former durant la phase des hadrons dans le modèle d'Hagedorn. Chaque grain serait une résonance unique massive. Bien que le modèle ne puisse pas synthétiser l'hélium primordiale, il permet aux galaxies de se former. Ce modèle a l'avantage de pouvoir donner une explication aux conditions initiales (les grains) des galaxies, tandis que ces conditions initiales sont arbitraires dans les modèles conventionnels.

Le mécanisme qui se base sur l'existence d'une turbulence primordiale peut permettre aux galaxies de se former, et peut aussi donner une explication aux propriétés dynamiques des amas de galaxies, mais il est difficile d'empêcher le fond de micro-ondes d'interagir avec l'expansion de l'univers. Le modèle d'univers symétrique fut analysé à l'aide du mécanisme de la turbulence et il fut montré que les galaxies pouvaient se former. Cette méthode par contre, ne permet pas de synthétiser toutes les abondances connues des éléments légers.

Sur un plan tout à fait théorique, il fut proposé que des trous noirs auraient existé au début de l'univers et auraient servi de "germes"

à la formation d'objets célestes.

## 2.3 ORIGINE DES ELEMENTS

### 2.3.1 LA NUCLEOSYNTHESE ET LA COSMOLOGIE

L'origine des éléments légers est en elle-même un test cosmologique important pour certains modèles d'univers. En effet, il y a des modèles d'univers qui postulent que les éléments légers se soient formés durant les premières phases d'un *Big Bang*. Par contre, il y en a d'autres qui leur supposent des origines différentes. Ces théories vont être examinées dans les pages suivantes. Mentionnons que les idées concernant l'origine des éléments légers sont dominées par deux conceptions cosmologiques différentes, la création par le *Big Bang* (section 2.3.2), et la création continue de la matière de la théorie stationnaire de Hoyle<sup>354,351</sup> (section 1.6).

La théorie de la nucléosynthèse<sup>346</sup> indique que la majorité des éléments constituant la matière galactique ont été formés à partir de réactions thermonucléaires. D'autre part, si quelques nuclides légers peuvent être produits au niveau cosmologique, ou pré-galactique (*Big* ou *Little Bangs*), le rôle nucléosynthétique le plus important est joué par les étoiles, soit au cours de phases stables de leur évolution, soit lors d'une destruction plus ou moins brutale et complète de l'une d'entre elles. Une origine spal-lative peut aussi être attribuée à certains nuclides légers et peu abondants. La figure 2.4 résume les divers modes possibles de la nucléosynthèse.

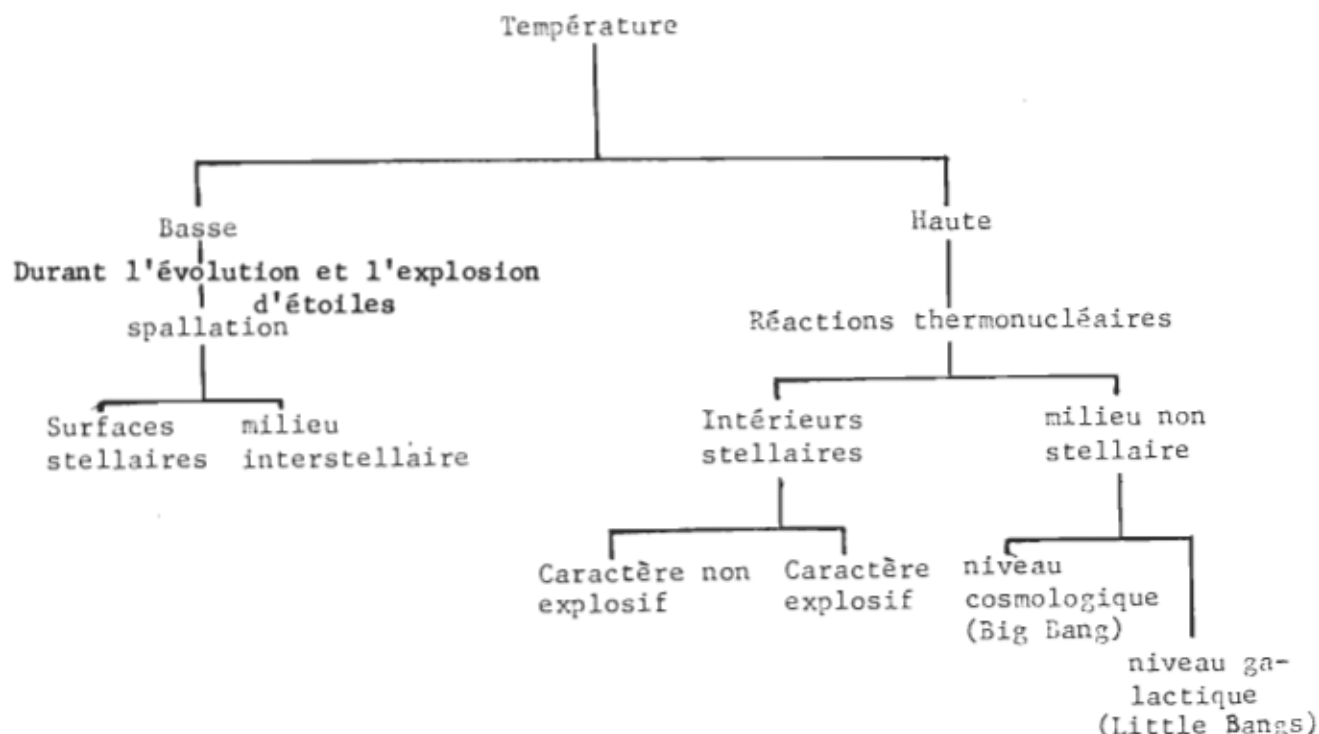


Figure 2.4 Schéma des divers modes possibles de nucléosynthèse.

Un certain nombre de problèmes en nucléosynthèse n'ont pu recevoir encore que des solutions plus ou moins préliminaires. Par exemple, la situation n'est pas encore parfaitement claire en ce qui concerne les noyaux légers (D, Li, Be, B), ou du moins certains isotopes de ces éléments pour lesquels on n'est pas certain de leur sites de production et de certains aspects des mécanismes de synthèse. La théorie de la nucléosynthèse suggère un modèle simple d'évolution chimique de la galaxie: la matière qui existe à la naissance des galaxies est composée essentiellement d'hydrogène et peut-être aussi d'hélium issu possiblement du *Big Bang*<sup>362,365</sup>. Très tôt dans l'histoire galactique, et même peut-être juste avant la formation des galaxies, certains éléments lourds<sup>349</sup> provenant de l'explosion d'objets supermassifs<sup>345</sup>, ou même d'étoiles très massives évoluant très rapidement, peuvent avoir enrichi le milieu; cette matière serait alors présente à la

formation des étoiles les plus âgées<sup>348</sup>.

Les éléments légers sont plus abondants dans les rayons cosmiques que dans le Soleil<sup>353</sup> ou la Terre. Leur présence dans le rayons cosmiques<sup>352</sup> peut être due à des processus de spallation de réactions nucléaires qui seraient causées par des collisions de particules lourdes des rayons cosmiques avec les protons interstellaires. Ces processus seraient la source principale du béryllium (Be), du lithium (Li), et du bore (B).

D'après Peebles, Wagoner, Fowler, et Hoyle<sup>355, 356</sup>, le *Big Bang* devrait avoir produit une abondance d'hélium  $N(\text{He})/N(\text{H}) \approx 0.09$  à  $0.10$  (en nombre, ou  $X(\text{He})/X(\text{H}) \approx 0.36$  à  $0.40$  par masse). Cette abondance devrait être distribuée uniformément sur une grande échelle dans l'univers<sup>357</sup>. Par contre, les observations de l'abondance cosmique de l'hélium<sup>350</sup> n'est pas la même dans des objets différents. Dans plusieurs objets quasi-stellaires, le rapport est moindre par 10 %. On a observé un rapport égal à  $0.13$  dans NGC 604,  $0.10$  dans les régions H II des certaines galaxies et de  $0.062$  dans d'autres galaxies, et de  $0.063$  dans les rayons cosmiques solaires (l'abondance initiale de l'hélium dans le Soleil aurait été de  $0.07$  à  $0.085$ ). Dans le domaine des observations, Peimbert et Torres-Peimbert<sup>361, 364, 367</sup> obtinrent plusieurs résultats dans les régions H II des petit et grand nuages Magellaniques. Leurs résultats donnent des rapports  $N(\text{He})/N(\text{H}) \approx 0.078 \pm 0.005$  (ou  $0.237$  par masse). Ces valeurs, et beaucoup d'autres, portent à croire que des fluctuations initiales dans le *Big Bang* doivent être la cause des valeurs cosmiques différentes de l'hélium qu'on observe présentement. Silk et Shapiro<sup>363</sup> analysèrent les effets des fluctuations dans la température durant les premières phases du *Big Bang*, et montrèrent que la direction de cette variation est toujours de réduire le

rapport  $N(\text{He})/N(\text{H})$  en-dessous de la valeur prédite conventionnellement. Cependant, d'après Gisler, Harrison, et Rees<sup>361,358</sup>, les fluctuations dans la température comme postulées par Silk et Shapiro, ne peuvent pas expliquer les variations du rapport  $N(\text{He})/N(\text{H})$ , parce qu'ils n'ont pas tenu compte des variations dans la courbure de l'univers. Celle-ci peut causer une variation trop grande dans l'abondance cosmique de l'hélium.

Arai et Fukui<sup>366</sup> ont récemment analysé la synthèse des éléments pour un *Big Bang* dans lequel la matière interagit avec le rayonnement, et conclurent qu'en faisant un choix convenable du taux de conversion de l'énergie et de la densité actuelle de la matière, on obtient les abondances suivantes:  $X(\text{H}) \approx (2.2 - 3.0) \times 10^{-5}$ ,  $X(\text{He}) \approx 1.6 \times 10^{-5}$ ,  $X(\text{He}) \approx 0.24$  et  $X(\text{Li}) \approx (1.5 - 2.0) \times 10^{-3}$  par masse, ce qui donnerait  $X(\text{He})/X(\text{H}) \approx 0.53$  à 0.73, donc en dehors des limites de la page 193.

Une analyse faite par Burbidge montra qu'il existe des différences dans l'abondance de l'hélium dans des étoiles ayant des âges différents et pour des populations différentes. Il conclut qu'à des époques différentes et à des endroits différents où les étoiles se formèrent, il exista des fractions différentes d'hélium, et que par conséquent, on ne peut pas être certain que l'hélium se forma durant le *Big Bang*. Il conclut<sup>368</sup> également que l'hélium a dû se synthétiser durant une première phase de la galaxie, ou qu'il fut synthétisé dans les noyaux des galaxies<sup>764,765</sup>.

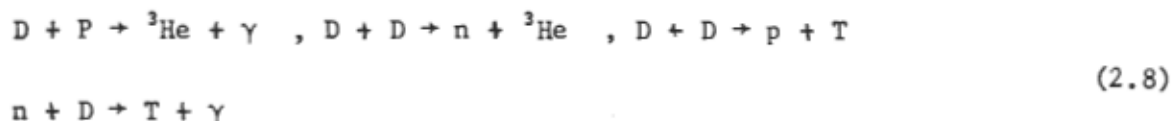
La production du deutérium<sup>543</sup> durant le *Big Bang* est intéressante parce qu'il est difficile de proposer des processus pouvant produire ce noyau sans produire en même temps une surabondance de lithium; cet élément est donc un meilleur test que l'hélium pour démontrer une origine cosmologique des éléments légers. Mentionnons quelques aspects importants liés à



l'origine et aux observations actuelles de cet élément.

York et Rogerson<sup>368</sup> ont récemment analysé les données obtenues à partir du satellite Copernicus, lequel mesura une abondance de deutérium à  $N(D)/N(H) = 1.8 \times 10^{-5}$  à  $2.5 \times 10^{-5}$ . Les données indiquent que cet élément est distribué uniformément dans le milieu interstellaire. Le rapport obtenu peut varier par un facteur de 2 plus grand que la moyenne, mais ne varie pas par plus qu'un facteur de 2 dans le voisinage du Soleil.

Une étude importante sur l'abondance du deutérium interstellaire, également à partir des données du satellite Copernicus, a été faite par Laurent<sup>371,372</sup>. Les réactions thermonucléaires pouvant détruire le deutérium sont



Par contre, les mécanismes de formation du deutérium sont de deux types:

- 1) les réactions de synthèse comme dans la réaction  $p + n \rightarrow D + \gamma$ ,
- 2) les réactions de spallation ou de photodésintégration au cours desquelles des particules énergétiques rompent des noyaux massifs, ce qui peut provoquer l'éjection de deutérium ou de nucléons. Les observations montrent que le deutérium peut être produit par: 1) l'interaction du rayonnement cosmique<sup>369</sup> galactique avec le gaz interstellaire entraîne la production d'une petite quantité de  $D$ ,  ${}^3\text{He}$ , et de  ${}^4\text{He}$ . 2) Les ondes de choc se propageant dans un gaz qui se raréfie peut provoquer la formation de  $D$ . Les conditions de température et de densité nécessaire à l'existence du deutérium à partir d'ondes de choc sont semblables aux conditions obtenues lors d'explosions de supernovae de type II. Mais ce mécanisme rencontre plusieurs

difficultés , et, s'il y a production de deutérium en quantité, les quantités de  ${}^7\text{Li}$  ,  ${}^9\text{Be}$  , et  ${}^{11}\text{B}$  sont de 5 à 30 fois supérieures aux observations. Donc un tel site ne semble pas être l'endroit où la quantité de D observée ait pu être formée. 3) Le D pourrait être produit dans des éruptions solaires par des réactions de spallation. Cependant, il y a de nombreuses incertitudes dans les paramètres. Toujours d'après Laurent, il y aurait d'autres sites où le D pourrait être produit: 1) les sites galactiques. Un grand nombre de neutrons libres pourraient être éjectés d'une étoile à neutrons sous l'influence du champ gravitationnel d'un trou noir. Mais un tel procédé produit des éléments lourds plutôt que du D. 2) L'origine pré-galactique du D (objets supermassifs).

Ostriker et Tinsley<sup>370</sup> ont récemment suggéré un test empirique sur l'origine du D. Cette méthode dépend du fait que l'abondance primordiale du D diminue par le processus de l'astration, et ceci en même temps qu'augmente l'abondance des métaux. Mais l'abondance du D produit par les étoiles augmente en même qu'augmente les abondances des métaux (C, N, et O). Puisqu'il existe dans notre galaxie (et aussi dans les galaxies spirales et elliptiques) un gradient radial de l'abondance des métaux, alors on devrait pouvoir obtenir le signe du gradient (positif ou négatif) de l'abondance du D. Ainsi, si D augmente en même temps que les métaux diminuent, alors le D est d'origine cosmologique; si D diminue en même temps que les métaux diminuent alors le D est d'origine galactique. Une comparaison des abondances D/métaux devrait favoriser l'une ou l'autre de ces théories de l'origine de D.

### 2.3.2 L'ORIGINE DES ELEMENTS DANS LE CONTEXTE DU BIG BANG CHAUD DE GAMOW

L'expansion de l'univers dans le contexte du *Big Bang chaud* de Gamow va être maintenant examiné. Il fut suggéré par Gamow<sup>389</sup> que les phases initiales de l'expansion de l'univers ont été caractérisées par des températures extrêmement hautes. Ce modèle décrit un univers rempli, en grande partie, d'un mélange de photons et de particules relativistes pour lesquelles  $0 \leq mc^2 \ll KT$ . Il proposa ainsi une théorie pouvant donner une explication à l'abondance observée de l'hélium. Son mécanisme de la nucléosynthèse cosmologique a été modifié par la suite par Hayashi, Peebles, Alpher et Herman, Wagoner-Fowler-Hoyle, Beaudet et Yahil, et beaucoup d'autres. D'après Gamow, l'état de la matière tout près de la singularité initiale de l'expansion, doit être assimilé à un gaz de neutrons très dense et très chaud. Une analyse de l'expansion rapide de cette matière expliquerait la formation des éléments atomiques par addition successives de neutrons. Si cette théorie est convaincante pour la formation des éléments légers, elle l'est moins pour la formation des éléments lourds, à cause de l'absence d'éléments stables avec  $A \approx 5$  et  $A \approx 8$ .

Durant les premières secondes de l'expansion<sup>adiabatique</sup>, Gamow supposa que le contenu de l'univers était dans un équilibre thermodynamique à  $10^{10}$  K; c'est donc un état de désordre relativement grand et avec une grande entropie. L'énergie initiale serait alors possiblement une énergie dégradée laissée après le dernier rebondissement de l'univers. A la même époque où Gamow modifia l'atome primitif (ou *Vlem*, ou *Big Bang*, ou explosion primordiale, ou Super-atome) de Lemaître, Dicke, Peebles, Roll et Wilkinson examinèrent aussi une origine chaude de l'univers. Ceux-ci sont partisans d'un univers oscillant qui est un rebondissement chaud; tous les éléments se se-

raient décomposés (avant l'explosion)<sup>381,383</sup> en particules élémentaires. Pour Gamow, comme pour Lemaître, ni les étoiles, ni les galaxies n'ont eu le temps de se former.

Examinons maintenant les détails de la version "moderne" du modèle de Gamow. Tout d'abord mentionnons que le modèle de Gamow est décrit comme les modèles non-statiques relativistes (section 1.5.6), c'est-à-dire par les équations (1.8) et (1.9). La pression sera négligeable dans un modèle où la matière domine

Avec le principe de la conservation de l'entropie pour un volume comovant particulier durant l'expansion, et si on fait l'hypothèse que  $p$  et  $\Lambda$  et  $K$  sont nuls ou négligeables, alors l'équation (1.17) s'appliquera et, ensemble avec (1.11b) donnera

$$t = \left( \frac{3}{32\pi G\rho} \right)^{1/2} + \text{cte} \quad (2.9)$$

Cette équation servira à décrire les 5 phases de l'expansion de l'univers durant les premières minutes de l'expansion (voir le tableau 2.1). Commençons par la description de la première phase de l'évolution, la phase quantique.

### 1) La phase quantique.

Bien que la relativité générale pourrait s'avérer fausse pour des conditions extrêmes proches de la singularité initiale<sup>386,409</sup>, faisons l'hypothèse que des effets quantiques soient survenus. Estimons le temps auquel ils sont survenues. On peut montrer que la relation de Hubble et celle de la température se définissent comme suit:

$$H(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} = \frac{1}{2t} \quad , \quad T_r(t) = T_{ro} \frac{R(t_o)}{R(t)} = \left( \frac{3c^2}{32\pi G a} \right)^{1/4} \cdot \frac{1}{t^{1/2}} \quad (2.10)$$

(On se sert ici de la relation entre  $\rho$  et  $T$  de la page 33).

Ce taux ne peut pas être plus grand que le taux d'oscillation  $\omega$  des fonctions d'ondes des particules élémentaires au temps  $t$  :

$$\hbar \omega = k T_r, \quad \omega = \frac{k T_r}{\hbar} = \frac{k}{\hbar} \cdot \left( \frac{3c^2}{32\pi G a} \right)^{1/4} \cdot \frac{1}{t^{1/2}} \quad (2.11)$$

La relativité générale ne s'applique pas lorsque  $\omega < H(t)$ , c'est-à-dire lorsque  $t < t_q$  et  $T_r > T_{r,q}$  où

$$t_q = \frac{\hbar^2}{4 k^2} \left( \frac{32\pi G a}{3c^2} \right)^{1/2} = \pi \left( \frac{\hbar G}{45 c^3} \right)^{1/2} \sim 10^{-43} \text{ s.} \quad (2.12)$$

$$T_{r,q} \sim 5 \times 10^{31} \text{ K}$$

Si cet argument est juste, alors l'univers entra en expansion à partir d'un rayon  $R$  donné par  $R(t_q) = \frac{R_o(t_o) T_r(t_o)}{T_{r,q}} \approx 10^{-21}$  années-lumières  $\sim 10^{-5} \text{ m.}$

Ainsi l'horizon cosmologique serait égal à la longueur de Planck à ce temps. Avant cette époque, d'après Wheeler, l'univers entier pourrait avoir été soumis à des relations d'incertitudes donnant du "flou" à sa géométrie. En d'autres mots, la géométrie de l'espace pourrait avoir à chacun de ses points, des incertitudes de l'ordre de la longueur de Planck. Ainsi, des effets quantiques très importants ont pu survenir; il se pourrait même que les constantes universelles  $c$ ,  $G$ ,  $\hbar$ ,  $e$ ,  $m$  ..., aient subi des variations lors du passage par l'état condensé (voir la section sur les hypothèses des grands nombres). Dans le cas d'un univers oscillant, après le premier effondrement, l'univers réapparaîtrait avec des propriétés en tièrement différentes. Mais si l'univers est un "trou blanc", il aurait créé des quarks tout près de la singularité<sup>406</sup>.

## 2) La phase hadronique.

C'est la phase<sup>385</sup> où la température est supérieure à  $T > \frac{m_\pi c^2}{k} \approx 10^{13}$  K, c'est-à-dire (suivant l'équation 2.10) durant le temps où  $t < 7 \times 10^{-8}$  s. Elle cesse lorsque les particules les plus légères (p, n) n'ont plus d'énergie cinétique et<sup>ne</sup> s'annihilent plus parce que le refroidissement les a immobilisées loin de toute antiparticule. C'est ainsi que l'espace fut rempli d'une matière baryonique

Il y a des hadrons (de masse m) qui furent relativistes durant cette phase, ceux pour lesquels  $kT > mc^2$ . La fin de phase est déterminée par la température à laquelle les hadrons ayant les plus basses masses s'annihilent, c'est-à-dire, à la température  $T^{\text{ann}} = m_\pi c^2/k \approx 1.7 \times 10^{12}$  K,  $t \approx 4 \times 10^{-5}$  s.,  $\rho \approx 3 \times 10^{14}$  g/cm<sup>3</sup>. L'annihilation des paires de baryon-antibaryons s'est faite d'une façon qu'il est resté une certaine quantité de baryons. Mentionnons qu'il faut faire l'hypothèse qu'initialement, la densité des baryons  $n_B$  était plus grande que la densité des antibaryons  $n_{\bar{B}}$ . Ainsi le *Big Bang chaud* est caractérisé par un nombre baryonique  $B \equiv (n_B - n_{\bar{B}})/n_\gamma$ . La valeur de ce nombre est arbitraire. Une façon de le définir est d'utiliser la valeur de la densité actuelle de la matière

$\rho_B \approx 3 \times 10^{-31}$  g/cm<sup>3</sup>  $= n_B/6 \times 10^{23}$ ,  $B = n_B/n_\gamma \approx 5 \times 10^{-10}$ ; la densité de la matière comme définit par Wagoner<sup>374</sup> est

$$\rho_B = mn_B = mBn_\gamma = mB(20T^3) = mB(20 \times 10^{27} T_9^3) = hT_9^3 \quad (2.13)$$

où h est la constante de Planck. On obtient donc  $B \approx 3.0 \times 10^{-5} h$ . Le rapport des densités est donné par

$$\frac{\rho_B}{\rho_\gamma} = \frac{B(20T^3)}{6 \times 10^{23} \frac{aT^4}{c^2}} = \frac{2000}{T} \quad (2.14)$$

Durant la phase des hadrons, il y a pu exister des kaons ( $K^0, \bar{K}^0, K^+, K^-$ ), des baryons ( $\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$ ), des résonances ( $\Delta, \Sigma^*, \dots$ ), en plus d'un grand nombre de particules comme  $\Pi^+, \Pi^-, \Pi^0, \bar{\nu}_e, \nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, e^-, e^+, \mu^-, \mu^+, \gamma$ . La période hadronique dure  $10^{-8}$  seconde. Après l'annihilation des nucléons et des antinucléons, les mésons  $\Pi$ , derniers survivants des hadrons, disparaissent à leur tour. Restent en scène les neutrinos, les électrons, les positrons et les photons (les muons suivent de près les pions dans leur disparition, leurs masses n'étant guère différente), et le léger excès initial de nucléons.

### 3) La phase des leptons.

Gamow<sup>382, 407, 408</sup> fit l'hypothèse que la matière au début de cette phase consistait

$\Lambda$  seulement de neutrons et que la formation des éléments devait se faire à l'aide de réactions nucléaires comme la désintégration  $B^-$  et la capture radiative. Ensuite, Hayashi proposa les réactions suivantes ( $kT > m_e c^2$ ):

$$n \rightleftharpoons p + e^- + \bar{\nu} \quad , \quad n + e^+ \rightleftharpoons p + \bar{\nu} \quad , \quad p + e^- \rightleftharpoons n + \nu \quad (2.15)$$

Les neutrons et les protons restèrent en équilibre aussi longtemps que le temps caractéristique de ces réactions,  $\tau$ , est plus court que le temps d'expansion,  $t_{\text{exp}}$ . A la température où  $\tau = t_{\text{exp}}$ , le rapport  $n/p$  est déterminé par la différence entre leurs masses:  $n/p = \exp\left(\frac{m_p - m_n}{kT}\right)$ . A de très hautes températures,  $n/p \approx 1$ ; ainsi pour  $T \approx 10^{10}$  K, on a  $(n/p)_{\text{équil.}} \approx 0.22$ . Le rapport  $n/p$  "gèle" à  $10^{10}$  K et  $t_{\text{exp}} \approx 1$  s. Ceci survient bien avant le début de la formation des éléments à  $T \sim 10^9$  K.

La phase des leptons se situe dans l'intervalle de température  $1.7 \times 10^{12}$  K  $> T > 5 \times 10^9$  K, et débuta avec des baryons ( $p, n$ ), et des leptons ( $e, \mu, \nu$ ) qui avaient

des vitesses relativistes, et se termina avec l'annihilation presque complète des  $e^\pm$  (voir tableau 2.1). Les interactions électromagnétiques comme

$$\gamma + e^\pm \rightarrow \gamma + e^\pm, \quad e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.16)$$

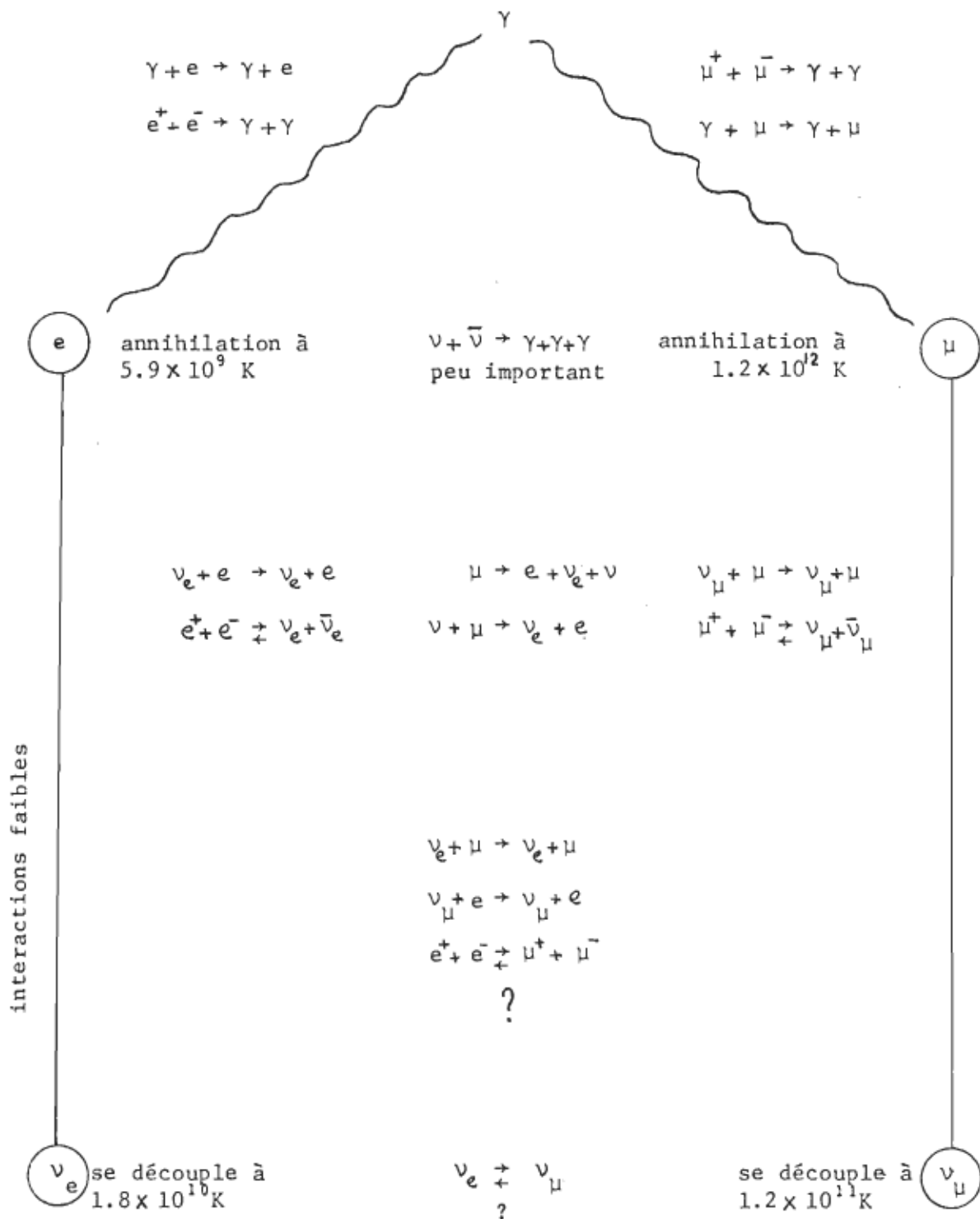
furent responsables de la diffusion et de l'annihilation des leptons lesquelles déterminèrent l'équilibre thermodynamique entre les photons et les leptons chargés. Les sections efficaces de ces processus sont assez élevées pour maintenir l'équilibre longtemps après la phase des leptons. D'autres processus d'interactions faibles ont pu avoir eu lieu et sont montrés dans la figure (2.5) et le tableau (2.1). On peut montrer que la fonction du temps durant cette phase est donnée par

$$t = \left( \frac{3}{32 \pi G \rho} \right)^{1/2} + \text{cte} = \left( \frac{c^2}{48 \pi G a T^4} \right)^{1/2} + \text{cte} = 1.09 \left( \frac{T}{10^{10}} \right)^{-2} + \text{cte} \quad (2.17)$$

$$\text{où } \rho = \rho_{\nu_e} + \rho_{\bar{\nu}_e} + \rho_{\nu_\mu} + \rho_{\bar{\nu}_\mu} + \rho_{e^-} + \rho_{e^+} + \rho_\gamma = \frac{9}{2} a T^4 \quad (2.18)$$

La version moderne de la nucléosynthèse des éléments légers a été donnée par Wagoner, Fowler, et Hoyle<sup>360, 373, 374, 379</sup>; résumons-en les points importants. Tout d'abord, elle suppose que les abondances initiales dépendent seulement des valeurs de la densité  $\rho_B$ , du taux d'expansion de l'univers, et du rapport  $n/p$ ; le rapport  $n/p$  est affecté par les neutrinos électroniques ( $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$ ). Elle suppose aussi que les gravitons, les neutrinos, et les "scalarons" n'interagissent pas, et que la masse de l'univers n'était pas en grande partie<sup>composé</sup> de particules inconnues. Le champ magnétique primordial était soit nul, soit trop petit pour avoir affecté l'abondance de l'hélium. Finalement, la densité de la charge de l'univers est nulle; autrement, même un résidu très petit d'une charge créerait une répulsion électrostatique plus importante que la force d'attraction gravi-





**Figure 2.5** Les réactions entre particules élémentaires durant la phase des leptons.

| Phase des hadrons   | Phase des leptons et nucléosynthèse  |   |  |  |  |                             |
|---|--|---|--|--|--|-----------------------------|
| $T \longrightarrow T_{\pi}^{ann}$<br>$1.7 \times 10^{12} K$ | $T_{\mu}^{ann}$<br>$1.2 \times 10^{12} K$  | $T_{\nu_{\mu}}^{déc}$<br>$1.2 \times 10^{11} K$   | $T_{\nu_e}^{dác}$<br>$1.8 \times 10^{10} K$  | $T_{équil}$<br>$10^{10} K$   | $T_e^{ann}$<br>$5.9 \times 10^9 K$   | $T_{réactions}$<br>$10^9 K$ |
| $\pi^{\pm} \rightleftharpoons \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$        | $\mu^{-} \rightarrow e^{-} + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu}$<br>$\mu^{+} \rightarrow e^{+} + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}$ | $\nu_{\mu} + \mu^{-} \rightarrow \nu_{\mu} + \mu^{-}$<br>$\nu_{\mu} + \mu^{+} \rightarrow \nu_{\mu} + \mu^{+}$<br>$\mu^{-} + \mu^{+} \rightleftharpoons \nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}$<br>$\bar{\nu}_{\mu} + \mu^{-} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + \mu^{-}$ | $\nu_e + e^{-} \rightarrow \nu_e + e^{-}$<br>$\bar{\nu}_e + e^{+} \rightarrow \bar{\nu}_e + e^{+}$<br>$\nu_e + e^{+} \rightarrow \nu_e + e^{+}$<br>$\bar{\nu}_e + e^{-} \rightarrow \bar{\nu}_e + e^{-}$<br>$e^{+} + e^{-} \rightleftharpoons \nu_e + \bar{\nu}_e$ | $n + e^{+} \rightleftharpoons p + \bar{\nu}_e$<br>$p + e^{-} \rightleftharpoons n + \nu_e$<br>$n \rightleftharpoons p + e^{-} + \bar{\nu}_e$<br>n/p "gelé"   | $e^{+} + e^{-} \rightleftharpoons \gamma + \gamma$<br>$\gamma + e^{+} \rightleftharpoons \gamma + e^{+}$<br>$n + p \rightleftharpoons d + \gamma$<br>$d + d \rightleftharpoons {}^3\text{He} + n$<br>$d + d \rightleftharpoons t + p$<br>${}^3\text{He} + n \rightleftharpoons t + p$<br>$t + d \rightleftharpoons {}^4\text{He} + n$<br>${}^3\text{He} + n \rightleftharpoons {}^4\text{He} + \gamma$<br>$t + p \rightleftharpoons {}^4\text{He} + \gamma$<br>et autres |                             |
| $K = 25/4$<br>$T_{\nu} = T_{\gamma} \propto 1/R$            | $K = 25/4 \rightarrow 9/2$<br>$T_{\nu} = T_{\gamma} \propto 1/R$   |   |  | $T_{\nu} \propto 1/R$  |  |                             |
| $t_{exp} \longrightarrow 4 \times 10^5 \text{ sec}$         | $t_{exp} = 7.6 \times 10^3 \text{ sec}$<br>$\tau = t_{exp}$  | $t_{exp} = 3.4 \times 10^1 \text{ sec}$<br>$\tau = t_{exp}$   | $t_{exp} = 1.09 \text{ sec}$<br>$t_{exp}$ est plus rapide que ce qui va faire geler n/p  | $t_{exp} = 3 \text{ sec}$<br>$\frac{T_{\gamma}}{T_{\nu}} = \left[ \frac{11}{4} \left( \frac{p_{\gamma}}{c^2} + \rho_{\gamma} \right) \frac{p + p_e}{\frac{\gamma}{c^2} + \rho_{\gamma} + p_e} \right]^{1/3}$ |  |                             |

**Tableau 2.1** Les phases des hadrons et des leptons.

tationnelle. La nucléosynthèse des éléments a été calculée pour tous les éléments légers. Les réactions thermonucléaires sont tabulées dans le tableau (2.2) (le tableau montre une partie seulement des réactions, mais les calculs montrent que les autres réactions sont négligeables).

Tableau 2.2 Les réactions thermonucléaires du *Big Bang* chaud<sup>378</sup>.

|   |  |
|---|--|
| $p + \bar{\nu} \longleftrightarrow n + e^+$       | $Li^8 + He^4 \longleftrightarrow B^{11} + n$             |
| $p + e^- \longleftrightarrow n + \nu$             | $Be^7 + n \longleftrightarrow Li^7 + p$                  |
| $p + e^- + \bar{\nu} \longleftrightarrow n$       | $Be^7 + n \longleftrightarrow He^4 + He^4$               |
| $p + n \longleftrightarrow D + \gamma$            | $Be^7 + p \longleftrightarrow B^8 + \gamma$              |
| $D + n \longleftrightarrow T + \gamma$            | $Be^7 + D \longleftrightarrow He^4 + He^4 + p$           |
| $D + p \longleftrightarrow He^3 + \gamma$         | $Be^7 + He^4 \longleftrightarrow C^{11} + \gamma$        |
| $D + D \longleftrightarrow T + p$                 | $Be^9 + p \longleftrightarrow B^{10} + \gamma$           |
| $D + D \longleftrightarrow He^3 + n$              | $Be^9 + p \longleftrightarrow Li^6 + He^4$               |
| $T + p \longleftrightarrow He^4 + \gamma$         | $Be^9 + p \longleftrightarrow He^4 + He^4 + D$           |
| $T + D \longleftrightarrow He^4 + n$              | $Be^9 + He^4 \longleftrightarrow C^{12} + n$             |
| $He^3 + n \longleftrightarrow T + p$              | $B^8 + n \longleftrightarrow He^4 + He^4 + p$            |
| $He^3 + n \longleftrightarrow He^4 + \gamma$      | $B^8 + He^4 \longleftrightarrow C^{11} + p$              |
| $He^3 + D \longleftrightarrow He^4 + p$           | $B^{10} + n \longleftrightarrow B^{11} + \gamma$         |
| $He^3 + He^3 \longleftrightarrow He^4 + p + p$    | $B^{10} + n \longleftrightarrow Li^7 + He^4$             |
| $He^4 + D \longleftrightarrow Li^6 + \gamma$      | $B^{10} + p \longleftrightarrow C^{11} + \gamma$         |
| $He^4 + T \longleftrightarrow Li^7 + \gamma$      | $B^{10} + p \longleftrightarrow Be^7 + He^4$             |
| $He^4 + He^3 \longleftrightarrow Be^7 + \gamma$   | $B^{11} + p \longleftrightarrow C^{12} + \gamma$         |
| $Li^6 + n \longleftrightarrow Li^7 + \gamma$      | $B^{11} + p \longleftrightarrow He^4 + He^4 + He^4$      |
| $Li^6 + n \longleftrightarrow He^4 + T$           | $C^{11} + n \longleftrightarrow B^{11} + p$              |
| $Li^6 + p \longleftrightarrow Be^7 + \gamma$      | $C^{11} + n \longleftrightarrow He^4 + He^4 + He^4$      |
| $Li^6 + p \longleftrightarrow He^4 + He^3$        | $He^4 + He^4 + n \longleftrightarrow Be^9 + \gamma$      |
| $Li^6 + He^4 \longleftrightarrow B^{10} + \gamma$ | $He^4 + He^4 + He^4 \longleftrightarrow C^{12} + \gamma$ |
| $Li^7 + n \longleftrightarrow Li^8 + \gamma$      | $T \longrightarrow He^3 + e^- + \bar{\nu}$               |
| $Li^7 + p \longleftrightarrow He^4 + He^4$        | $Li^8 \longrightarrow He^4 + He^4 + e^- + \bar{\nu}$     |
| $Li^7 + D \longleftrightarrow He^4 + He^4 + n$    | $B^8 \longrightarrow He^4 + He^4 + e^+ + \nu$            |
| $Li^7 + He^4 \longleftrightarrow B^{11} + \gamma$ | $C^{11} \longrightarrow B^{11} + e^+ + \nu$              |
| $Li^8 + p \longleftrightarrow He^4 + He^4 + n$    |  |

La figure (2.6) montre les courbes des abondances obtenues par Wagoner. Ces courbes sont comparées aux abondances actuelles telles que mesurées dans le système solaire. On voit que les éléments  $^4He$ ,  $D$ ,  $^3He$ , et  $^7Li$  doivent avoir eu des abondances primordiales importantes.

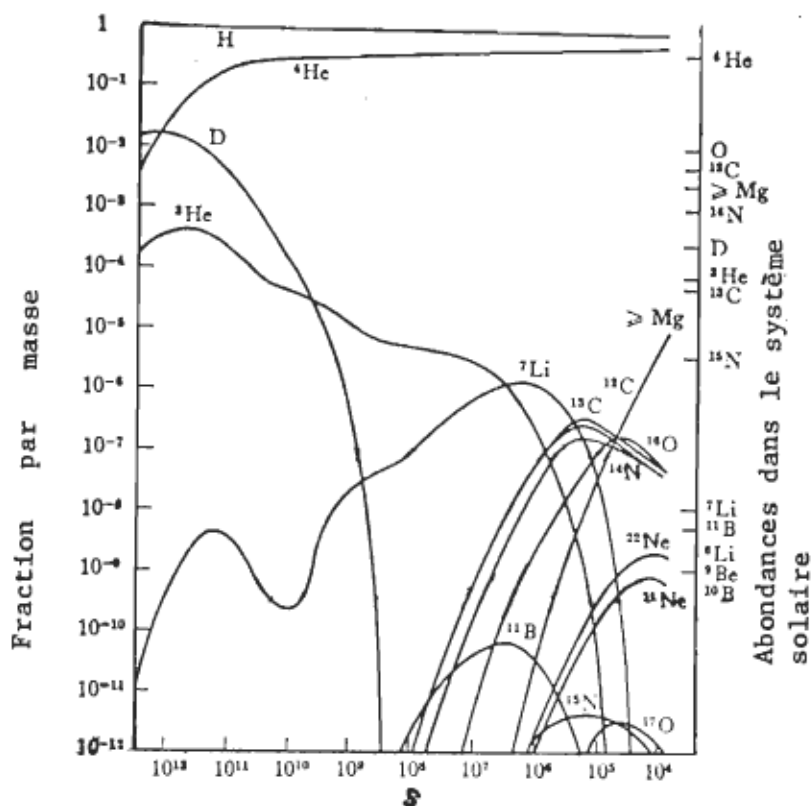


Figure 2.6 La composition de la matière produite durant l'explosion primordiale d'après les calculs de Wagoner *et al*<sup>374</sup>. L'échelle horizontale est l'entropie par baryon.

Examinons maintenant les résultats de la nucléosynthèse durant le *Big Bang* chaud lorsque les nombres leptoniques ne sont pas nuls. D'après Beaudet et Yahil<sup>376, 377, 378</sup>, la nucléosynthèse dépend essentiellement du nombre baryonique et des nombres leptoniques. Ils analysèrent la nucléosynthèse des éléments et après avoir comparé les résultats avec les observations, ils conclurent que pour un grand intervalle de la densité actuelle,  $10^{-31} \text{ g/cm}^3 \lesssim \rho_B \lesssim 10^{-28} \text{ g/cm}^3$ , les abondances actuelles du deutérium et de l'hélium auraient pu être synthétisées durant l'explosion primordiale si l'univers aurait contenu des nombres leptoniques non-nuls.

Ils introduisirent des potentiels chimiques non-nuls,  $\mu_{\nu_\mu}$  et  $\mu_{\nu_e}$  (pour les neutrinos muoniques et électroniques respectivement), dans l'équa-

tion de la densité de la matière et montrèrent que la dégénérescence des neutrinos électroniques affectent la nucléosynthèse en modifiant les taux des interactions faibles, et que la dégénérescence des neutrinos muoniques change seulement leur densité de masse-énergie; ainsi, s'il existait des particules qui n'interagissent pas et qui ont une énergie au repos négligeable comparée à  $kT_\nu$ , alors il est possible de tenir compte de ces particules en ajustant  $\xi_\mu = \mu_{\nu_\mu} / kT_\nu$ .

Lorsque l'on ajoute des contraintes aux paramètres cosmologiques en exigeant que les abondances du  $^4\text{He}$  et du D qui sont synthétisées soient en accord avec les observations<sup>865</sup>, alors les résultats des calculs sont:

a) La seule limite à la densité baryonique actuelle est la limite inférieure  $\rho_B \geq 5 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$  si D ne subit pas les effets de l'astration, et  $\rho_B \geq 3.5 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$  si la moitié de l'abondance primordiale du D a été détruite. Une limite supérieure peut être obtenue à partir du paramètre de la décélération.

b) Si le facteur de l'astration est d'environ 2, alors l'abondance primordiale du  $^7\text{Li}$  peut expliquer 25 % de l'abondance observée. Cette fraction diminue jusqu'à 15 % lorsque les nombres leptoniques sont zéro.

c) L'abondance primordiale de  $^3\text{He}/\text{H}$  est  $10^{-5}$ .

d) L'abondance initiale du  $^4\text{He}$  force le paramètre de la dégénérescence des neutrinos électroniques à se trouver dans l'intervalle  $-0.25 \leq \xi_e \leq 1.8$ .

e) La dégénérescence des  $\nu_\mu$  est limitée seulement par  $\rho_0$ .

Ceci termine l'étude des effets de nombres leptoniques non-nuls sur les résultats de la nucléosynthèse. Examinons maintenant les effets de choisir l'une ou l'autre des théories des interactions faibles, ainsi que les effets des particules "nouvelles". Il est certain que la nucléosynthèse va être affectée par ces effets.

D'autres valeurs pour la température de découplage pourraient être obtenues si les paramètres dans le temps caractéristique ( $g^2$ ,  $\langle E_\nu \rangle$ ) variaient ou encore si on utilisait une théorie différente des interactions faibles<sup>396,397</sup>. On peut montrer que la température de découplage varie comme suit  $T_{\text{déc.}}^{\nu_e + e} \propto g^{-2/3}$ , où  $g$  est la constante de couplage. Par contre, les autres théories<sup>398</sup> supposent soit que  $T_{\nu_e} = T_{\nu_\mu}$ , soit que  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ , et soit que la constante de couplage choisie ait une valeur différente. Dans ce dernier cas, les valeurs expérimentales de  $g$  sont  $0.1 g_\beta \lesssim g_D \lesssim 10 g_\beta$ ,  $g_D \lesssim 18 g_\beta$ ,  $g_D \lesssim 2 g_\beta$ . Une augmentation de la valeur de  $g$  aurait comme conséquence d'augmenter la section efficace et, par conséquent, de diminuer le temps caractéristique et aussi  $T_{\text{déc.}}$ . La limite supérieure pour la section efficace de la diffusion  $\bar{\nu}_e + e^-$ , élimine les modèles dans lesquels les neutrinos restent thermiques durant un temps très long, et affectent aussi la production de l'hélium.

La température de découplage peut également varier si on inclut d'autres particules avec des masses nulles; celles-ci n'auraient pas encore été observées, et contribueraient à la densité totale de l'univers si elles existaient, et par conséquent, augmenteraient la valeur  $T_{\text{déc.}}$ . Ces particules nouvelles pourraient être dégénérées. En résumé, les effets seraient d'affecter la température, le temps d'expansion, et la densité; mais ces effets pourraient être remplacés par les effets de la dégénérescence ou par des anisotropies de l'univers durant les phases initiales.

La dégénérescence des neutrinos  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  affecterait la production des éléments en augmentant la densité et, par conséquent, le taux d'expansion augmenterait. Ceci diminuerait le temps disponible aux réactions nucléaires à évoluer. La dégénérescence de ces neutrinos va aussi modifier les taux des réactions faibles, et donc, le rapport n/p. Par contre, la dégénérescence des  $\nu_e$  peut faire diminuer le nombre de protons, tandis que la dégénérescence des  $\bar{\nu}_e$  va permettre aux neutrons de dominer. Lorsqu'on augmente la dégénérescence des antineutrinos, les protons sont produits à des températures plus basses, ce qui a comme effet que les réactions avec des particules chargées vont difficilement être aptes à produire des noyaux plus lourds. En fait, la densité pourrait être alors tellement basse que même l'abondance du D serait réduite. Il y a beaucoup d'autres possibilités que nous offrent les neutrinos; il se pourrait, par exemple, qu'il existe des leptons lourds associés avec les neutrinos. De plus, on ne sait pas vraiment si tous les neutrinos ont des masses nulles<sup>390</sup>, ou si tous les neutrinos sont stables. Certains<sup>866</sup> croient même que les neutrinos devraient être considérés comme des champs et auraient ainsi des effets un peu différents. Il y a présentement des évidences de l'existence de leptons chargés ayant des masses de quelques GeV et de leptons massifs neutres  $\nu_H$ <sup>392</sup>. Ces  $\nu_H$  pourraient être stables si leur masse est plus grande que quelques GeV; instables s'ils ont des masses intermédiaires (ils créeraient alors des photons); et finalement, s'ils se déintègrent en neutrinos, ils pourraient avoir à l'instant présent une densité d'énergie qui serait suffisante à "fermer" l'univers. D'après Hut<sup>391</sup>,

<sup>393, 394</sup>, les masses des particules neutres qui interagissent faiblement devraient être entre 120 eV et 3 GeV afin de pouvoir exister durant le *Big Bang* chaud. Si on veut qu'elles interagissent gravitationnellement,

leurs masses doivent être entre 60 eV et 10 MeV. Certains<sup>395</sup> ont prédit que la masse du lepton lourd et neutre devait être 10 MeV. Szalay et Marx<sup>398</sup> ont montré qu'une limite supérieure aux masses des neutrinos et des neutrettos peut être obtenue à partir de  $H_0$  et de  $q_0$ ; ils obtinrent une masse égale à 13.5 eV, ce qui résoudrait le problème de la masse manquante. Ces neutrinos se trouveraient autour des amas de galaxies, et formeraient un halo. Si la masse au repos des neutrinos était plus grande que 40 eV, alors la densité de masse serait plus grande que  $2 \times 10^{-29}$  g/cm<sup>3</sup>, laquelle est la limite supérieure permise par les valeurs de  $H_0$  et de  $q_0$ <sup>400</sup>.

Dans les expériences avec les rayons cosmiques, cinq événements semblent suggérer l'existence de particules nouvelles massives ( $\gtrsim 2$  GeV) dans les interactions des neutrinos avec les noyaux des roches<sup>399</sup>.

Certains<sup>401</sup> croient qu'à partir d'arguments cosmologiques, il serait possible d'interdire l'existence de particules stables interagissant faiblement dans l'intervalle  $30 \text{ eV} < m < 2.5 \text{ GeV}$ ; d'autres<sup>402</sup> ont suggéré  $70 \text{ eV} < m < 23 \text{ MeV}$ .

Un calcul fait par Tayler<sup>403</sup> montre que s'il existait un neutrino stable associé à un nouveau lepton, alors cela impliquerait que la quantité d'hélium produite durant le *Big Bang chaud* aurait été plus élevée que l'on ne le croit. S'il existait plusieurs leptons lourds avec des neutrinos stables, alors la production d'hélium deviendrait trop élevée, ce qui nous fait croire que ces neutrinos doivent être <sup>in-</sup>stables.

Ceci termine la discussion des effets des interactions faibles et des particules nouvelles sur la nucléosynthèse des éléments légers, et termine aussi la présentation de la phase des leptons. Voyons maintenant la suite de l'évolution.



4) La phase du rayonnement.

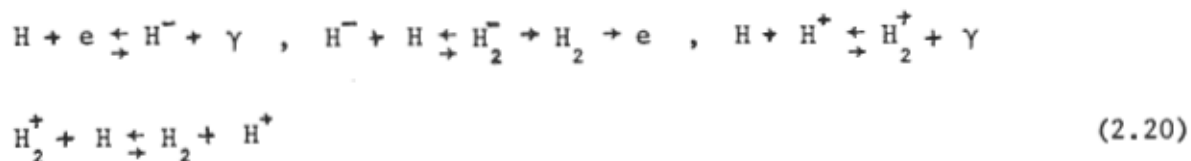
L'espace est rempli par le rayonnement et par des protons, des neutrons, des électrons, et leurs antiparticules. Les noyaux atomiques légers sont synthétisés par liaisons de protons et de neutrons entre  $T = 10^{10}$  et  $T = 10^8$  K. La matière reste ionisée par la suite et aussi longtemps que  $T > 10,000$  K. La phase du rayonnement commence après que  $T^{\text{ann}} = m_e c^2 / k \approx 5.9 \times 10^9$  K et se termine lorsque  $\rho_\gamma \approx \rho_B$ . Mais, on peut montrer que  $\rho_B / \rho_\gamma \approx 2000/T$ , et par conséquent, que la température de transition est  $\approx 2000$  K.

5) La phase du plasma.

Lorsque le nombre de photons ionisants  $a$  suffisamment baissé l'équilibre de l'ionisation entre les particules est obtenu à l'aide des réactions comme



En même temps que la température du rayonnement diminue, l'équilibre se déplace en faveur d'une formation plus grande d'atomes neutres. Après une récombinaison plus élevée les molécules d'hydrogène commencent à se former à partir des réactions suivantes:

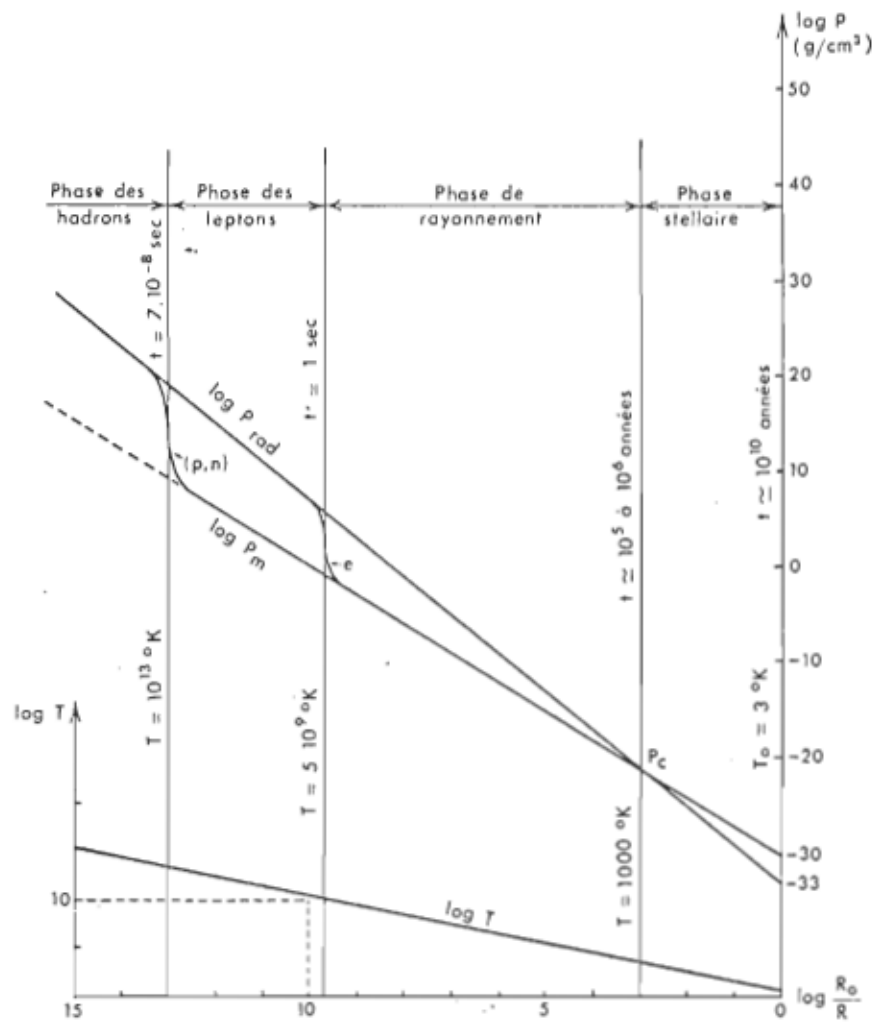


D'après Dubrovich<sup>387,388</sup>, des molécules se sont formées lorsque la température  $T < 700 - 800$  K. Ces molécules sont  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2^+$ , HD, LiH, HeH,  $\text{HeH}^+$ , et  $\text{HD}^+$ .

Ceci termine la présentation des phases du *Big Bang chaud*. Mentionnons avant de passer à une autre section, que pour  $T > 10^{12}$  K, il existe deux modèles différents d'univers, et les deux reflètent deux vues différentes de la nature des particules des interactions fortes. Le premier modèle est appelé le "modèle des particules élémentaires", dans lequel on suppose que toutes les particules sont "élémentaires" et que les forces qui lient ces particules sont très faibles aux températures très hautes. L'autre modèle est le "modèle des particules composées", dans lequel il n'y a pas de vraies interactions fortes et dans lequel les hadrons sont supposés être "mêlés" les uns avec les autres. Ainsi, au début l'univers pourrait être composé d'un très grand nombre de gaz idéaux  $N(m)dm$ . On fait ensuite l'hypothèse  $N(m) \rightarrow Am^{-B} \exp(m/kT_m)$  pour  $m \rightarrow \infty$ , où A, B, et  $T_m$  sont des constantes inconnues. Ce modèle serait caractérisé par une température maximum  $T_m$  égale à  $1.7 \times 10^{12}$  K.

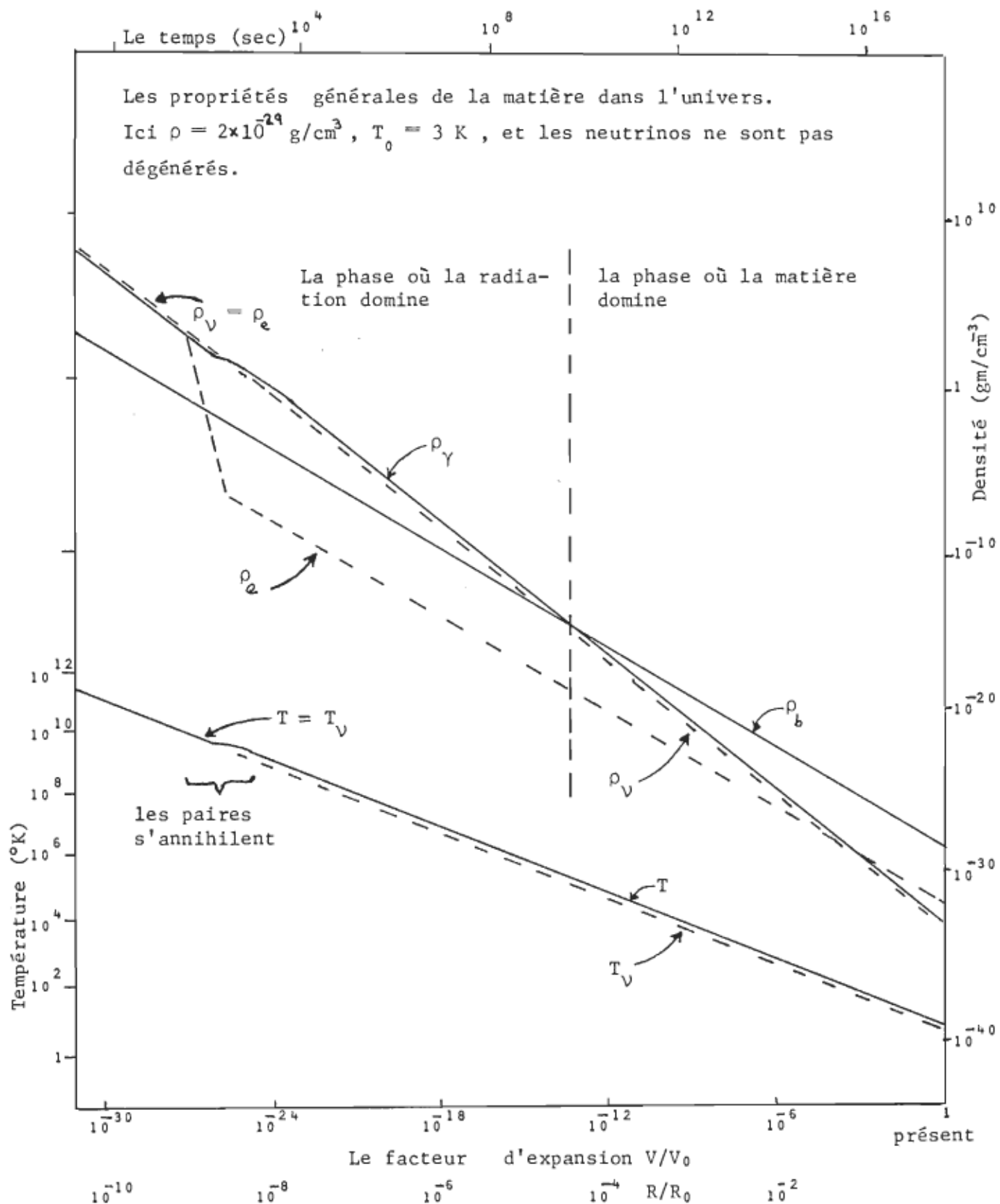
Lorsque la température aura diminué jusqu'à  $T \approx 4000$  K, la température des photons  $T_\gamma$  commence à être différente de celle de la matière T. En fait, la température des photons continue à diminuer comme  $R^{-1}$ ; c'est pourquoi on observe le spectre du corps noir aujourd'hui, à une température de 2.7 K. Par contre, la température actuelle du corps noir de neutrinos et d'antineutrinos doit être  $T_{\nu_0} = (4/11)^{1/3}$ ,  $T_{\gamma_0} = 1.9$  K.

En conclusion au modèle du *Big Bang chaud*, mentionnons que le modèle de Gamow ne contenait pas à l'origine de phase quantique, et que cette phase fut ajoutée ici parce que le modèle ne donne aucune explication à ce qui arriva au point singulier. Le modèle de Gamow commence essentiellement à partir de la phase d'équilibre à la température  $T \sim 10^{12}$  K. La phase quantique est actuellement un sujet de recherche théorique très captivant



**Figure 2.7** Les phases de l'évolution.

(D'après E.R. Harrison : Physics to-day 5, 1968, p. 35)



**Figure 2.8** L'évolution de l'univers. On suppose ici que les neutrinos ne sont pas dégénérés.

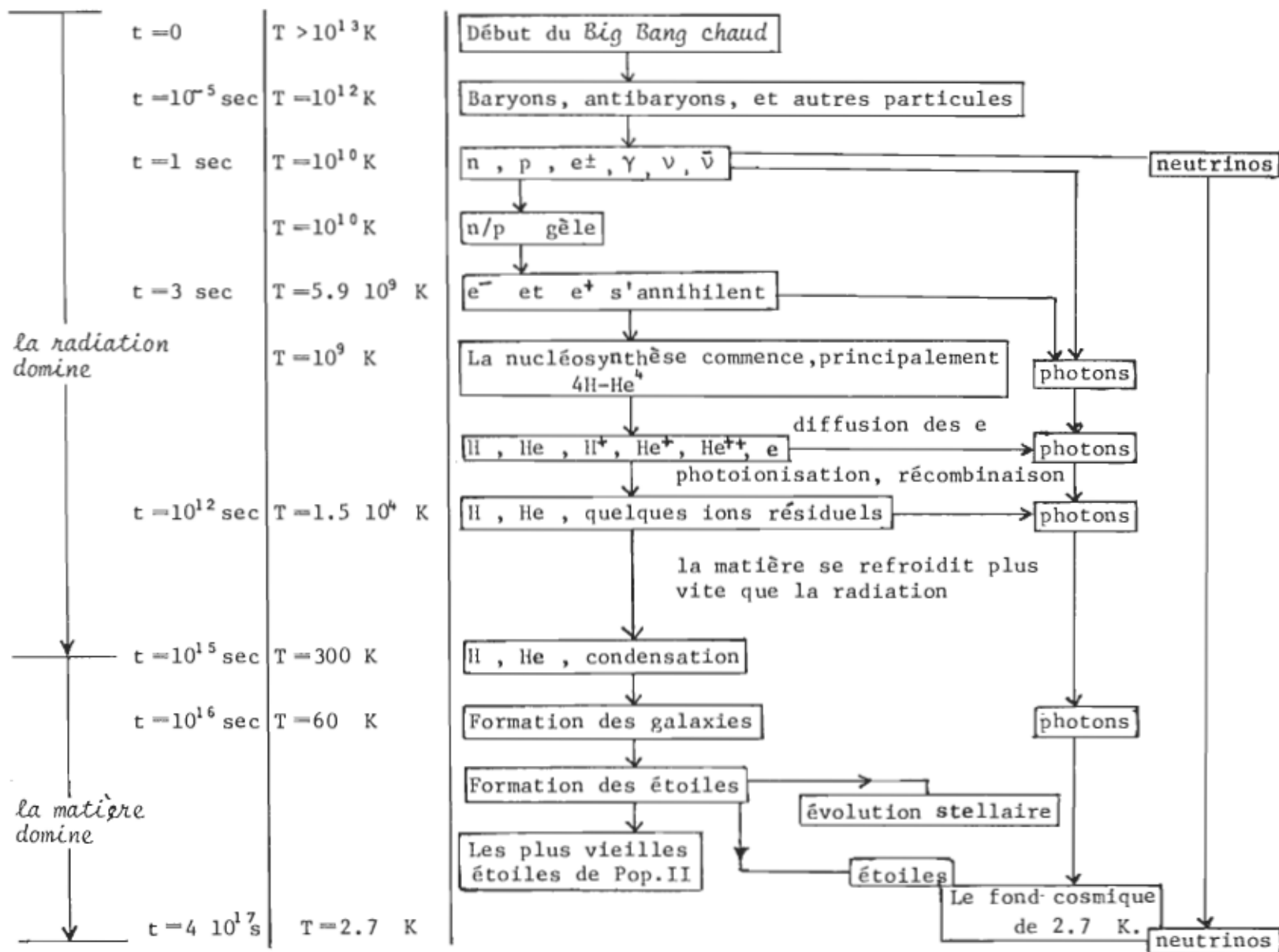


Tableau 2.3

L'évolution du Big Bang chaud.

|   | Phase des hadrons  | Phase des leptons   | Phase du rayonnement   | Phase des galaxies   |
|---|--|---|--|--|
| Le temps d'expansion<br>$t_{\text{exp.}}$                               | $4 \times 10^5 \text{ sec}$  | 3 sec   | $10^6 \text{ années}$  | $1.3 \times 10^{10} \text{ années}$  |
| La densité<br>$\rho_e$  | $3 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$<br>Plus haute que la densité nucléaire<br>$K = 25/4$ | $5 \times 10^4 \text{ g/cm}^3$<br><br>$K = 9/2$   | $10^{21} \text{ g/cm}^3$   | $3 \times 10^{31} \text{ g/cm}^3$<br>(matière)<br>$\epsilon_Y = aT_Y^4$<br>$\approx 0.25 \text{ eV/cm}$                              |
| La température<br>$T$   | $KT > m_\pi c^2$<br>$1.7 \times 10^{12} \text{ K}$                                     | $m_\pi c^2 > KT > m_e c^2$<br>$5.9 \times 10^9 \text{ K}$   | $KT < m_e c^2$<br>$3000 \text{ K}$   | $T_Y \approx 2.7 \text{ K}$<br>$T_V \approx 1.9 \text{ K}$   |
| Les événements cosmologiques et de la physique statistique et nucléaire | Les hadrons s'annihilent en même temps que $T$ diminue                                 | Les $\mu$ s'annihilent à $1.2 \times 10^{12}$<br>Les $\nu_\mu$ se découplent à $1.2 \times 10^{11}$<br>Les $\nu_e$ se découplent à $1.8 \times 10^{10}$<br>Les $e$ s'annihilent à $5.9 \times 10^9$ | $\rho_{\text{ray.}} > \rho_{\text{matière}}$<br>Nucléosynthèse cosmologique.<br>Fin de l'explosion initiale. | Les photons sont découplés de la matière; les galaxies et les étoiles se forment<br><br>$\rho_{\text{ray.}} < \rho_{\text{matière}}$ |

Tableau 2.4

L'histoire thermique de l'univers d'après le Big Bang chaud.

$$t = \left( \frac{3}{32\pi G \rho} \right)^{1/2} = 2.3 \times 10^{-2} \cdot K^{-1/2} \cdot T^{-2}, \quad \rho_e = \epsilon/c^2 = KaT^4/c^2$$

car elle met en doute quelques lois de la physique et même de la relativité générale. En fait, on n'est pas du tout certain qu'une telle phase exista. Mais alors le modèle est en difficulté car il débute à un temps où le rayonnement de l'univers n'est pas nul.

Les autres phases du modèle sont résumées dans les figures (2.7) et (2.8), et ainsi que dans les tableaux (2.3) et (2.4). Les succès importants du modèle sont qu'il peut expliquer l'expansion de l'univers, le rayonnement cosmique à 2.7 K, et ainsi que les abondances des éléments légers (D ,  ${}^4\text{He}/\text{H}$  ,  ${}^7\text{Li}$ ). De plus, l'âge de l'univers comme obtenu dans ce modèle, est en accord avec les vieux objets observés.

Mentionnons que les effets des nombres leptoniques non-nuls rendent le modèle capable de répondre à plusieurs nouveaux obstacles qui surviendraient avec les "particules nouvelles", ou avec les différentes théories des interactions faibles; ces nombres permettent certaines de ces particules nouvelles d'exister sans pour autant modifier de beaucoup les résultats de la nucléosynthèse. Finalement, on conclut ici que le modèle de Gamow offre des explications très simples aux observations actuelles mentionnées ci-dessus, mais qu'il ne répond pas aux problèmes fondamentaux liés à l'origine de l'univers: la singularité, la causalité, la grande entropie par baryon.

En conclusion à l'origine des éléments, les observations actuelles de l'hélium portent à croire que des fluctuations initiales ont dû avoir existé dans le *Big Bang*. Ces fluctuations ont pu être dans la température ou/et dans la courbure de l'univers. Elles seraient la cause de la variation cosmique de l'hélium. Le *Big Bang chaud* et aussi le *Big Bang* dans lequel la matière interagit avec la radiation ont été analysés, et

les deux peuvent produire les abondances observées de l'hélium. Par contre, une analyse des observations a montré que l'on ne peut pas être certain que l'hélium fut synthétisé durant le *Big Bang*, et qu'il aurait pu être produit plus tard durant une première phase de la galaxie, ou dans les noyaux des galaxies.

La production du deutérium durant le *Big Bang* est plus probable car il est difficile d'imaginer des processus pouvant produire ce noyau sans produire une surabondance du lithium. Mais il y a d'autres sites possibles qui n'ont pas encore été définitivement éliminés.

## 2.4 L'ORIGINE DU RAYONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE COSMIQUE

### 2.4.1 INTRODUCTION

L'origine d'au moins une partie du rayonnement électromagnétique, peut être reliée à celle de l'origine de l'univers. C'est la région de micro-ondes. C'est un fond cosmique tellement puissant qu'il déborde sur l'émission de la galaxie. Les régions des rayons-X et gammas du spectre électromagnétique sont aussi examinées dans cette section en même temps que les rayons infra-rouges. En général, l'étude du rayonnement cosmique est très importante pour la cosmologie à cause de deux raisons:

1) Il se peut que dans certaines régions du spectre l'émission ne vienne pas de sources ponctuelles (comme par exemple les galaxies); alors il existe plusieurs possibilités: a) une émission venant d'une matière intergalactique diffuse ou de particules des rayons cosmiques, b) une émission venant d'un gaz pré-galactique à de grands décalages vers le rouge, c) un rayonnement primordial.

2) Il se peut que le rayonnement de fond cosmique soit dû en partie à des sources ponctuelles.



Mentionnons que le fond de micro-ondes et son isotropie est utilisé dans les modèles du *Big Bang* comme un test de sa validité. C'est à partir de ce fond que l'on peut calculer la température de l'univers ( $2.7^{\circ}$  Kelvin).

Une anisotropie dans le fond de micro-ondes indiquerait possiblement des fluctuations dans la densité à l'époque du découplage. Il est donc très important d'en faire l'étude pour la cosmologie et les théories sur l'origine des galaxies.

#### 2.4.2 LE RAYONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE ET LES FONDS COSMIQUES

Dans cette section, le fond isotropique du rayonnement cosmique à partir des ondes radio jusqu'à la limite des rayons gammas durs, va être examiné brièvement; la figure (2.9) illustre ce fond cosmique.

Dans la région des ondes radio,  $10^6 \lesssim \nu \lesssim 10^9$  Hz, le fond galactique domine et les résultats des observations n'ont aucune valeur cosmologique. Il existe seulement trois régions dans le spectre électromagnétique qui sont importantes à la cosmologie et à la cosmogonie. Ces régions sont les micro-ondes, et les rayons X et gammas.

##### A) LES MICRO-ONDES

La région  $10^9 \lesssim \nu \lesssim 3 \times 10^{11}$  Hz, qui est celle du rayonnement cosmique de micro-ondes, concerne beaucoup la cosmologie. Ce fond de micro-ondes est le même rayonnement d'un corps noir que prédit le *Big Bang*. Certains modèles d'univers supposent que ce fond est dû à des sources ponctuelles. Par contre, l'isotropie du fond sur une petite échelle exige que ces sources aient une densité élevée dans l'espace. Cette densité devrait être comparable à celle des galaxies; ou encore, si on croit à la théorie

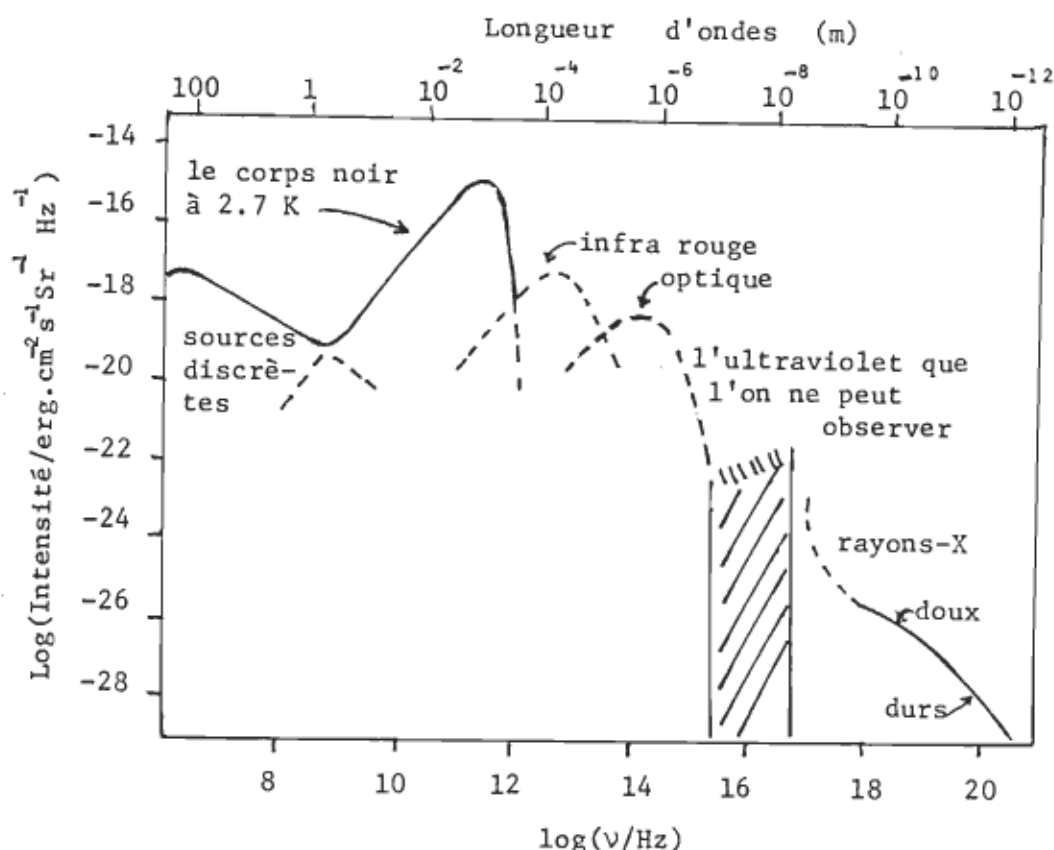


Figure 2.9 Le rayonnement de fond cosmique dans toutes les régions. Le pointillé indique que ce n'est pas encore observé.

stationnaire, à une densité beaucoup plus grande que la densité moyenne des galaxies. Des séries d'observations systématiques du fond cosmique en ondes centimétriques ont montré que le rayonnement est pratiquement isotrope : une isotropie de 1.0 % sur  $360^\circ$  de ciel, 0.5 % à l'échelle de 15 %, et 0.1 % à l'échelle de  $2'$ . Mentionnons que cette isotropie implique nécessairement que l'expansion de l'univers s'est faite de façon isotropique depuis des temps très reculés. La figure (2.11) montre les observations qui ont été obtenues pour la première fois par Penzias et Wilson en 1967. La figure (2.10) montre le même spectre mais avec les données plus récentes<sup>442</sup>. On voit que des observations ont été obtenues sur le côté descen-

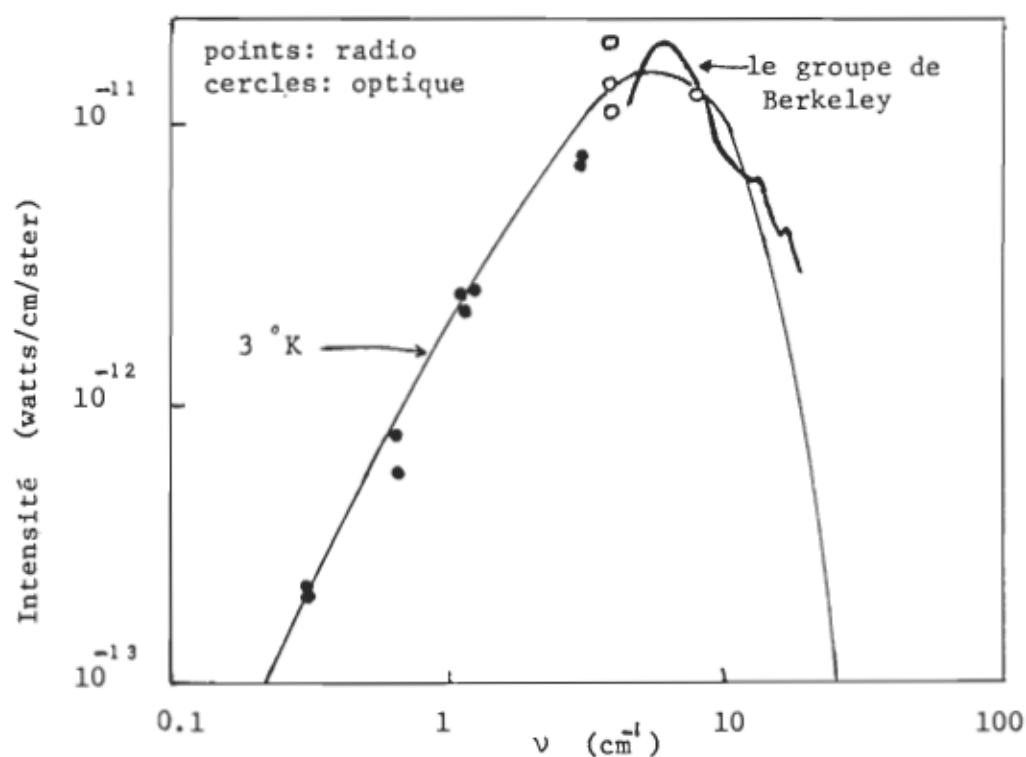


Figure 2.10 Le fond cosmique (référence 909).

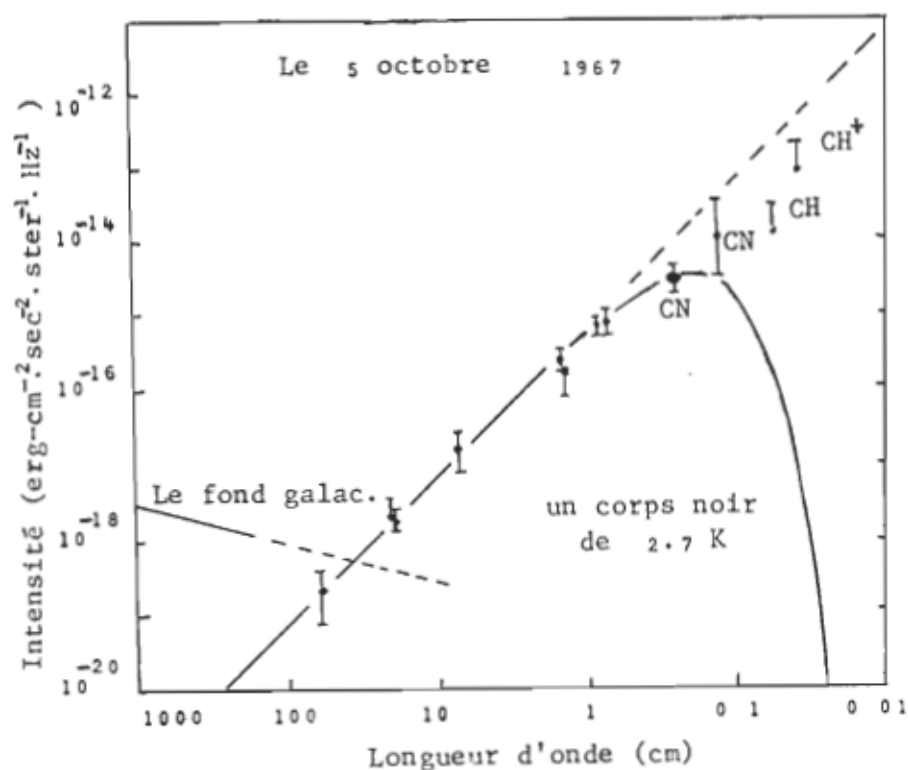


Figure 2.11 Les mesures du fond cosmique d'après Penzias et Wilson en 1967.

dant de la courbe du corps noir à 3 K . Ces observations favorisent beaucoup l'interprétation d'une origine explosive de l'univers, c'est-à-dire le *Big Bang chaud* (section 1.5.6).

Mentionnons d'autres interprétations de l'existence de ce fond cosmique.

D'après Dehnen et Honl<sup>440</sup> , le nombre de nucléons et d'anticucléons qui existèrent au début de l'expansion était plus grand que maintenant et ainsi le fond cosmique de micro-ondes aurait pu être produit par des processus d'annihilation de paires de nucléons-antinuécléons primordiaux. En s'annihilant, les paires vont donner un rayonnement qui deviendra celui d'un corps noir par des processus d'absorption-émission, et par diffusion.

Hoyle<sup>441</sup> a récemment imaginé une nouvelle théorie permettant la formation du fond de micro-ondes dans le contexte des cosmologies du *Big Bang*. D'après lui, il aurait existé un univers avant la singularité initiale qui aurait convergé vers la singularité. On aurait ainsi un rayonnement qui se propage vers la singularité de l'autre côté, et qui se propage ~~dans~~ la direction opposée après avoir traversée la singularité<sup>886, 887</sup>. Il suggéra que le rayonnement devient thermique lorsqu'il est proche du temps zéro. Dans cette même direction des idées, Davies<sup>443</sup> a récemment décrit une nouvelle façon d'expliquer le fond cosmique à 3 K en termes d'une accumulation de la lumière des étoiles dans un cycle précédant de l'univers; cette lumière aurait été rendue thermique durant la phase à haute densité. D'après cette théorie, un observateur à l'époque présente devrait être capable de détecter comme fond le rayonnement d'un corps noir causé par la lumière des étoiles du cycle précédent; sa température dépendrait

du paramètre de décélération comme le montre la figure (2.12). De plus, son modèle donne une explication à l'existence du rapport photon-baryon de  $10^8$  que l'on observe. Le rapport serait égale à la fraction du cycle que l'on vient de passer.

Hoyle et Narlikar ont récemment décrit un modèle cosmologique statistique dans lequel la dépendance apparente de la distance avec le décalage vers le rouge survient à cause de la dépendance avec le temps de la masse des particules élémentaires. Dans cette théorie, les particules élémentaires furent plus légères dans le passé, par conséquent, la largeur

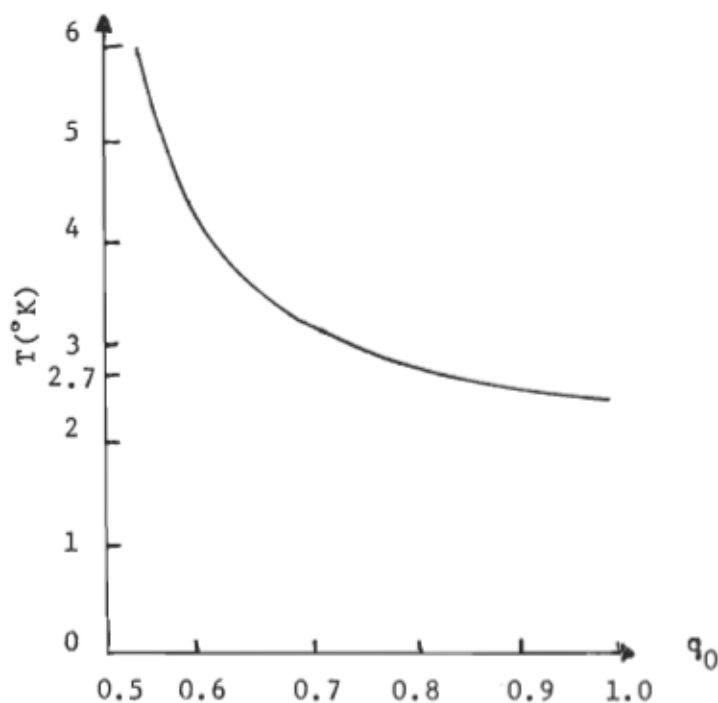


Figure 2.12 Une nouvelle explication du fond cosmique à 2.7 K , en termes de la lumière des étoiles d'un cycle d'univers précédent.

des raies spectrales furent plus grandes. Au temps  $t=0$ , la singularité n'exista pas car  $R$  est constant (il y eut une singularité dans le sens que les masses tendent alors vers zéro). Cette théorie peut donner une

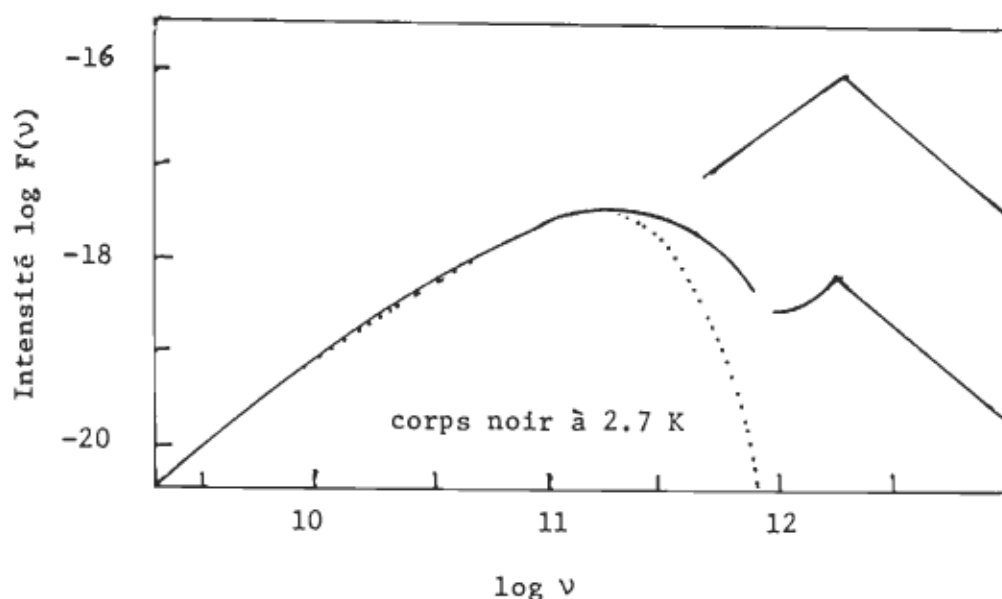
explication des observations du fond de micro-ondes et de l'expansion de Hubble. Le rayonnement est devenu thermique à cause d'une augmentation de la section efficace de diffusion de Thompson lorsque les masses tendent vers zéro.

Décrivons brièvement d'autres interprétations importantes de l'origine du fond de micro-ondes. Il y a le modèle des sources ponctuelles, et le modèle des "poussières".

1) Le modèle des sources ponctuelles exige que ce rayonnement provienne d'unités dénombrables de sources  $\sim 10^4$  fois plus nombreuses que les galaxies. Ces sources extragalactiques pourraient être des noyaux de galaxies, ou des amas globulaires, et émettraient énormément dans l'infrarouge et dans les micro-ondes. D'après Rowan-Robinson<sup>44</sup>, ces sources ponctuelles seraient les galaxies de Seyfert et des galaxies "actives". Son modèle prédit la courbe illustrée dans la figure (2.13). Le côté gauche de la courbe est en accord avec les observations. Mais le côté droit n'a pas encore été assez observé pour pouvoir conclure définitivement à l'existence d'un corps noir à 2.7 K, alors son modèle est toujours acceptable.

2) les modèles de "poussières" supposent que le fond cosmique centrimétrique est dû à l'émission thermique des grains qui seraient distribués uniformément dans l'espace intergalactique. On peut supposer aussi que l'espace intergalactique est rempli d'hydrogène solide, et qu'ainsi l'univers est optiquement épais aux ondes centrimétriques. Ces modèles sont d'accord avec la théorie de l'état stationnaire.

D'après Alfven et Mendis<sup>45</sup>, le fond de micro-ondes correspond à ce que donnerait une distribution de poussière dans les galaxies ou dans



**Figure 2.13** L'intensité de fond prédit par le modèle des sources ponctuelles.

les galaxies ou dans les protogalaxies à une température de  $\sim 110$  K à une époque  $z \sim 40$ , et non pas à ce que produirait un plasma d'une température  $\gtrsim 3000$  K à une époque  $z \gtrsim 1000$ , comme suggéré dans les *Big Bang* conventionnels. La poussière intergalactique pourrait donner un fond de micro-ondes parce que les grains absorberaient<sup>446</sup> et ré-émettraient le rayonnement des galaxies. Cette hypothèse exige une densité intergalactique égale à  $10^{-34}$  g/cm<sup>3</sup>.

Wesson<sup>447</sup> estima la densité des grains de silicate dans l'espace interstellaire et dans l'espace intergalactique comme étant entre  $10^{-25}$  et  $10^{-26}$  g/cm<sup>3</sup>, et montra qu'il serait possible de produire un fond cosmique à partir de cette matière. D'autres croient que le fond cosmique est dû à une absorption et à une ré-émission de la lumière dans des galaxies par des particules de graphite d'une longueur  $\approx 0.1$ - $1.0$  mm, et d'une densité galactique de  $10^{-34}$  g/cm<sup>3</sup>.

Avant de passer à une autre région du spectre électromagnétique,

nous allons examiner les observations faites d'une petite anisotropie du fond de micro-ondes et donner quelques aspects des conséquences de cette anisotropie. Cette anisotropie peut s'exprimer en termes de déviations de la température de l'univers vers une direction donnée.

La dépendance des déviations de la température vers une direction donnée, indique ce qu'auraient pu être les conditions physiques au début du *Big Bang*. Par exemple, ces déviations de la température qui sont observées actuellement auraient pu être créées par des déviations dans la densité au début de l'expansion, lesquelles ont du croître après la phase de la récombinaison ( $z \sim 1000$ ), et devaient être égales à  $\delta\rho/\rho \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ . Les galaxies se seraient ainsi formées à partir d'elles. Ainsi, les mesures des fluctuations présentes dans le fond de micro-ondes, peuvent nous permettre d'estimer le temps de la formation des galaxies à la condition que le rayonnement n'ait pas interagi avec la matière après la phase de la récombinaison. D'après Silk<sup>449</sup>, les variations spatiales dans la température au temps de la dernière diffusion (section 2.3.2), sont des variations angulaires dans la température sur le fond cosmique de micro-ondes que l'on observe aujourd'hui. Les limites de l'anisotropie angulaire sur une petite échelle sont donc extrêmement importante pour la cosmologie et les théories sur l'origine des galaxies.

Silk montra qu'une limite haute dans les fluctuations de la température  $\langle (\delta T/T)^2 \rangle^{1/2} \lesssim 4 \times 10^{-5}$  pour des échelles angulaires de  $25'$ , exige que  $\Omega \gtrsim 0.2$  (ou  $q_0 \gtrsim 0.1$ ). Il montra qu'ainsi les amas de galaxies auraient pu être créés à partir de fluctuations dans la densité à l'époque du découplage. Par contre, si on suppose qu'il y eut une re-diffusion par un plasma ionisé intergalactique, alors les fluctuations adiabatiques



produits à l'époque du découplage vont être affaiblies, et, par conséquent, on obtient la limite  $\Omega \gtrsim 0.06$  (ou  $q_0 \gtrsim 0.03$ ).

Anile et Motta<sup>450</sup> montrèrent que la limite supérieure de l'anisotropie est d'environ  $2 \times 10^{-3}$ , et qu'elle peut affecter la formation des galaxies. Ceci causerait des fluctuations dans la densité en faisant diminuer le nombre de remous turbulents qui existèrent au temps où le *redshift* était  $z \sim 1000$ . Un champ de tourbillons a pu faire varier la température du fond cosmique de micro-ondes. Si les condensations initiales se sont créées à partir des tourbillons primordiaux, alors la vitesse de dispersion de la matière au moment où le rayonnement a été diffusé pour la dernière fois, va produire des perturbations dans la température du rayonnement.

D'après Boynton<sup>451</sup>, les conclusions suivantes peuvent être déduites à partir des limites supérieures qui ont été obtenues pour les fluctuations de l'intensité dans le fond de micro-ondes; dans les modèles de la théorie stationnaire, la densité de volume exigée pour les sources de micro-ondes est de plusieurs ordres de grandeur plus grande que la densité de volume des galaxies. En fait, les limites supérieures<sup>observées</sup> sont tellement petites, que, par conséquent, les limites basses de la densité des sources sont en désaccord avec les modèles des sources ponctuelles.

Plusieurs raisons ont été données qui expliqueraient l'existence d'une anisotropie dans le fond de micro-ondes. Par exemple, l'influence des ondes gravitationnelles primordiales sur le fond cosmique a été analysé par Novikov<sup>452</sup> qui montra qu'en plus des perturbations acoustiques (adiabatiques) dans la densité, il y aurait également eu des perturbations dans la métrique produites par les ondes gravitationnelles. Ces ondes ont des amplitudes

qui peuvent être estimées à partir des fluctuations dans le fond cosmique. Ainsi des fluctuations  $\Delta T/T$  dû à des ondes gravitationnelles  $\lambda_{GW} = ct_0 = 10^{28}$  cm, exigeraient que  $\epsilon_{GW} (\lambda = 10^{28}) / \epsilon_\gamma < 10^{-3}$ . Mais les observations des fluctuations donnent  $\Delta T/T < 3 \times 10^{-4}$ ; il conclut que dans le cas où  $\rho < \rho_{crit}$ , il devrait y avoir un endroit dans le ciel dans lequel  $\Delta T/T$  dépasse de beaucoup la valeur observée quelque part ailleurs.

Ceci termine l'étude de la région des micro-ondes. Passons maintenant aux autres régions du spectre électromagnétique.

## B) LES RAYONS X

Il y aurait une évidence de l'existence d'un rayonnement cosmique X isotropique<sup>463,464,466</sup> dans l'intervalle d'énergie 1 keV-100 keV (ou d'environ  $3 \times 10^{18} \lesssim \nu \lesssim 3 \times 10^{20}$  Hz). Les sources de ce fond cosmique seraient les galaxies, les QSO, les Seyfert, les supernovae, et les radio-sources. Ces objets éjecteraient des particules avec des énergies élevées. Celles-ci interagiraient avec le fond de micro-ondes et/ou avec le gaz intergalactique afin de créer le fond X. Quelques méthodes de formation de ce fond X ont été suggérées et vont être décrites.

Hartquist<sup>455</sup> supposa que les proto-amas de galaxies furent les premiers à se former et que l'univers fut réchauffé jusqu'à des températures  $> 10^7$  K. En se refroidissant, la matière aurait créée le fond faible X que l'on observe.

Dans le contexte de la masse "manquante" et de l'origine du fond de micro-ondes, Layzer et Hively<sup>456</sup> postulèrent qu'une première génération d'étoiles ayant des masses égales à  $5-10 M_\odot$ , auraient été formées entre  $3 \times 10^7$  et  $10^8$  années après le début de l'univers ( $20 \lesssim z \lesssim 50$ ). Ils montrè-

rent que le rayonnement émis par ces étoiles auraient été rendu thermique par des grains de "poussière". Si la densité de ces étoiles a été aussi grande que la densité critique de l'univers, alors il est possible de créer le fond cosmique de micro-ondes. D'après Hogan et Layzer<sup>457</sup>, ces étoiles seraient des supernovae et qu'elles pouvaient être aussi la cause de la formation des fonds diffus des rayons-X et gammas. Durant ces époques, les galaxies n'étaient pas encore condensées, et les supernovae créèrent une mer homogène cosmique d'électrons et de photons. Les électrons perdirent leur énergie au profit des photons par le processus de la diffusion inverse de Compton. Ces photons produisirent en partie les fonds X et gamma. Il y a aussi eu des photons qui n'entrèrent pas en collision avec les électrons, mais qui ont interagit avec les grains de "poussière" pour devenir par la suite le fond de micro-ondes.

### C) LES RAYONS GAMMAS

Examinons maintenant la région des rayons gammas,  $\nu \gtrsim 3 \times 10^{20}$  Hz. Il se pourrait que le rayonnement dans la région 1-6 MeV provienne d'objets extragalactiques. On a aussi pu obtenir des limites supérieures au fond isotropique pour des énergies  $\gtrsim 100$  MeV. Des mécanismes pouvant créer ce fond cosmique peuvent être, premièrement, un effet inverse de Compton, et/ou des effets de la nucléosynthèse comme les désintégrations radioactives dans les supernovae, et/ou un bremsstrahlung thermique.

Les limites supérieures à l'énergie de 100 MeV sont suffisantes à annuler la théorie d'un flux de rayons cosmiques universels à moins que la densité du gaz intergalactique soit  $\lesssim 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$ . D'autres sources possibles de rayons gammas sont la désintégration de  $\Pi_0$ , l'annihilation matière-antimatière, et des éclats de rayons gammas venant des supernovae.

Il est généralement accepté<sup>458</sup> que les rayons gammas ayant des énergies  $> 100$  MeV sont le résultat de la désintégration des mésons produites par des collisions entre les rayons cosmiques et le gaz interstellaires. Ceci serait en faveur d'une origine extragalactique des rayons gammas. Les données montrent qu'il existe une augmentation de l'émission des rayons gammas près du centre de la galaxie, ce qui serait en faveur d'une origine galactique des rayons cosmiques. Ces deux hypothèses sont examinées dans la prochaine section.

Chapline<sup>462</sup> a supposé que tout le fond de rayons gammas était dû à l'évaporation de trous noirs primordiaux et obtena une limite au nombre de trous noirs dans l'univers: dans les galaxies, 300 million par (a.l.)<sup>3</sup>.

Stecker et Fazio<sup>459</sup> ont décrit un test pour l'hypothèse cosmologique de la désintégration des pions, donc pour l'origine du rayonnement isotropique des rayons gammas au-dessus de 1 MeV. Ce test repose sur l'idée que l'on devrait détecter un arrêt soudain dans le spectre d'énergie des rayons gammas à cause des interactions de ceux-ci avec le rayonnement de corps noir universel; ces interactions surviendraient à des *redshifts* très grands et seraient de la forme  $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$ . Avant de conclure cette section mentionnons quelques points importants à propos des autres régions du spectre électromagnétique.

#### D) LES RAYONS INFRA-ROUGES

On a seulement des limites supérieures sur <sup>l'intensité</sup> des ondes pour la région infra-rouge<sup>453,454</sup>, ( $3 \times 10^{11} \lesssim \nu \lesssim 3 \times 10^{14}$  Hz); on croit que les ondes infra-rouges sont dû aux galaxies Seyfert, aux quasars, aux grains interstellaires, et au gaz interstellaire. Mais cette région n'a pas été bien observée.

La région optique,  $3 \times 10^{14} \lesssim \nu \lesssim 10^{15}$  Hz, a un fond qui ne peut

pas être observé car la lumière des étoiles de notre galaxie déborde au-dessus des limites du fond.

La région ultraviolet proche,  $10^{15} \lesssim \nu \lesssim 3 \times 10^{15}$  Hz, a seulement des limites supérieures, lesquelles montrent que les galaxies peuvent émettre avec beaucoup d'intensité. Ces limites supérieures peuvent être utilisées à obtenir des limites pour la densité des galaxies ayant cet excès ultraviolet. On ne peut pas mesurer la région ultraviolet lointaine car le milieu interstellaire est trop opaque.

#### 2.4.3 CONCLUSION

La très grande isotropie du fond de micro-ondes force le nombre de sources ponctuelles à avoir une densité au moins aussi grande que celle des galaxies ce qui présuppose un modèle d'univers particulier. Par contre, les nouvelles observations sur le côté droit de la courbe du corps noir à 2.7 K, favorise beaucoup une origine explosive de l'univers. D'autres origines du fond de micro-ondes ont été proposées: 1) des processus d'annihilation des paires nucléons-antinucléons, 2) une accumulation de la lumière des étoiles dans un cycle subséquent de l'univers; ce modèle d'univers donne une explication au nombre photon-baryon dans l'univers, 3) le modèle d'univers d'Hoyle et Narlikar suppose que le rayonnement est rendu thermique à cause d'une augmentation de la section efficace de diffusion de Thompson lorsque les masses tendent vers zéro, 4) le modèle des sources individuelles est considéré comme "acceptable"; les sources pourraient être les noyaux des galaxies, ou des amas globulaires (ou objets semblables) qui seraient distribués à être  $10^4$  fois plus nombreux que les galaxies, 5) les modèles de "poussières" supposent que des grains sont distribués uniformément dans l'espace intergalactique, ou dans des sources

(galaxies ou protogalaxies); la cosmologie symétrique suppose une distribution de poussière dans les galaxies ou dans les protogalaxies.

Les observations de l'isotropie du fond de micro-ondes suggèrent que les déviations actuelles dans la température ont pu être créées par des perturbations dans la densité au début de l'expansion, lesquelles ont pu croître après la phase de la récombinaison ( $z \sim 1000$ ), et devaient être égales à  $\delta\rho/\rho \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ , et auraient été les premiers germes à partir desquels les galaxies se seraient formées. Les limites hautes de l'anisotropie sont d'environ  $2 \times 10^{-3}$ . Il a été montré qu'un champ de tourbillons a pu affecter la température au temps où  $z \sim 1000$ .

Les limites supérieures des fluctuations dans la température actuelle sont tellement petites que, par conséquent, les limites basses de la densité des sources dans l'univers de la théorie stationnaire sont en désaccord avec les modèles des sources ponctuelles.

Il existe un fond isotropique X dans l'intervalle 1 keV - 100 keV. Les sources seraient dû à des particules éjectées par des objets extragalactiques, et qui interagiraient avec le fond de micro-ondes et/ou avec un gaz intergalactique afin de créer le fond X. Il a été suggéré que des étoiles (supernovae) qui auraient existées un peu après le début de l'univers, puissent être capables de créer le fond de micro-ondes X, et gammas. Les observations montrent l'existence d'un fond isotropique gamma pour des énergies  $\gtrsim 100$  MeV. Des sources possibles sont les supernovae, la désintégration de  $\Pi_0$ , et l'annihilation matière-antimatière. L'origine des rayons gammas semblent être liée à celle des rayons cosmiques.

La découverte de l'origine du fond isotropique des rayons-X devrait aider beaucoup à comprendre les processus fondamentaux cosmologiques,

comme par exemples à comprendre l'évolution des galaxies et de l'univers lui-même. Il serait possible aussi que l'origine des rayons cosmiques soit aussi liée avec l'origine du fond de rayons-X. Aussi a-t-elle été inclus dans le chapitre de la cosmogonie.

## 2.5 L'ORIGINE DES RAYONS COSMIQUES

L'intérêt que l'on donne aux rayons cosmiques est à cause de leur densité d'énergie du rayonnement, et à leurs énergies individuelles qui peuvent être dans certains cas très hautes. La densité d'énergie des rayons cosmiques est d'environ  $0.5 \text{ eV par cm}^3$ , tandis que l'énergie des particules individuelles peut être aussi élevée que  $10^{20} \text{ eV}$ .

On ne sait pas encore avec certitude si les rayons cosmiques ont tous une origine galactique ou une origine extragalactique. Peut-être que seulement celles avec des énergies très élevées viennent de l'extérieur de notre galaxie.

Mentionnons quelques aspects importants qui concernent les rayons cosmiques. L'isotropie devrait nous renseigner quant à leur origine. Des mesures récentes<sup>479</sup> de particules à hautes énergies montrent que la probabilité de l'anisotropie dans la région  $6 \times 10^{16} \text{ eV} - 10^{20} \text{ eV}$  est plus petite que 3 % ; il y aurait une anisotropie d'environ 2 % à des énergies de  $10^{17} \text{ eV}$ , et une autre de 6 % à  $10^{18} \text{ eV}$ . D'après ces observations, il est très probable que les particules ayant les énergies les plus hautes auraient une origine extragalactique.

Il est généralement accepté que les électrons ont une origine galactique, mais pas les protons. Les abondances primordiales<sup>482</sup> dans les rayons cosmiques sont comme suit: l'hydrogène et l'hélium sont moins abondants dans le rayonnement cosmique que dans le Soleil par un facteur entre

10 et 25.

Les modèles des rayons cosmiques galactiques ont généralement les caractéristiques suivantes: 1) comme source ils supposent des supernovae pour faire la nucléosynthèse des éléments lourds<sup>481,482,484</sup>, 2) ils postulent l'existence d'un "radio-halo"<sup>483</sup>, 3) le noyau galactique serait capable de produire les protons contenus dans les rayons cosmiques. La théorie sur l'origine galactique des rayons cosmiques pourrait être abandonnée si on pouvait prouver que le flux des rayons cosmiques dans le groupe local des galaxies est beaucoup plus petit que dans la galaxie; ou encore, en montrant l'absence d'un champ magnétique fermé qui empêcherait les rayons cosmiques de s'échapper du groupe local. Ce problème est lié à la question à savoir si le groupe local est stable ou non. Il serait stable s'il existait un gaz ionisé intergalactique d'une densité  $\rho \approx 1.6 \times 10^{-28} \text{ g/cm}^3$ .

Dans l'hypothèse d'une origine extragalactique des rayons cosmiques, on pense que ceux-ci peuvent entrer dans l'espace métagalactique de deux façons<sup>486,487</sup>: 1) ils ont pu être accélérés durant (ou avant) le temps de la formation des galaxies, 2) ils ont pu être formés et éjectés par des galaxies ou autres sources. La théorie métagalactique pourrait être abandonnée si on pouvait prouver que le flux des rayons cosmiques extragalactiques est beaucoup plus petit que le flux dans la galaxie<sup>485</sup>.

Montmerle<sup>488</sup> examina récemment l'existence possible des rayons cosmiques cosmologiques (RCC), lesquels seraient responsables du fond des rayons gamma avec des énergies 1-100 MeV. Ces RCC sont supposés être apparus durant une explosion à un décalage vers le rouge  $z \sim 100$ . Les éléments légers (D, <sup>3</sup>He, <sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Li, <sup>7</sup>Be) auraient été produits durant l'explo-



sion, en même temps que les rayons gamma. Le fond de rayons gamma a une origine qui serait dû à la désintégration du  $\Pi_0$ . Il montra que les RCC peuvent créer jusqu'à 20 % du D universel; Ils peuvent produire les proportions suivantes:  $(D: {}^3\text{He}: {}^6\text{Li}: {}^7\text{Li}) \approx (1: 1: 10^{-3}: 2 \times 10^{-3})$ , lesquels peuvent être comparés aux observations actuelles  $(1: 1: 10^{-5}: 10^{-4})$ . Par contre, l'hypothèse des RCC est un peu affaiblie par le fait qu'elle n'explique pas directement l'abondance observée pour le rapport  ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ .

Comme conclusion au sujet des rayons cosmiques, mentionnons que l'isotropie de ces rayons avec de très hautes énergies, suggère une origine extragalactique. L'origine de ces rayons avec des énergies hautes peut être la même que l'origine des galaxies; ils peuvent aussi avoir été éjectés par les galaxies. Une analyse a montré qu'ils ont possiblement été produits durant une explosion à un *redshift*  $\sim 100$ ; les rayons gamma et les éléments légers auraient été formés durant à peu près le même temps.

## 2.6 CONCLUSION

Les trois méthodes de formation des galaxies furent examinées dans la section (2.2). On a vu que la méthode de l'instabilité gravitationnelle est limitée fortement par l'expansion et qu'il faut postuler que des inhomogénéités ont existées à la fin de la phase radiative afin qu'une instabilité puisse engendrer une galaxie, et même avant cette période. Par contre, si l'univers passa un temps assez long dans la phase de stagnation de Lemaître, alors il est possible aux galaxies de se former. La théorie non-linéaire de l'instabilité gravitationnelle peut aussi expliquer la formation des galaxies. La méthode de l'instabilité thermique suppose, comme d'ailleurs le fait aussi la méthode de l'instabilité gravitationnelle, qu'un excès initial de densité fut la cause de l'instabilité. Mais on n'ex-

plique pas d'où vient, ou de quel façon s'est formé cet excès initial. On suppose ensuite qu'après une contraction non-linéaire les galaxies se sont formées. Si des grains ont existés durant la phase des hadrons, alors le modèle d'Hagedorn peut évoluer de façon à former des galaxies (mais il ne peut pas synthétiser l'hélium). La méthode de la turbulence primordiale peut donner des explications aux propriétés dynamiques des amas de galaxies; par contre, on n'est pas certain des effets que pourraient avoir l'interaction entre l'expansion et le fond de micro-ondes. Le modèle de l'univers symétrique a pu former des galaxies à l'aide cette méthode. Par contre, il n'est pas facile de synthétiser tous les éléments légers.

Il fut également suggéré que des trous noirs ont existé au début de l'univers et qui serviraient de "germes" à la formation des galaxies. On parle aussi de trous blancs "retardés" qui se trouveraient actuellement dans les centres des objets très denses (galaxies, ...).

Dans la section (2.3), l'origine des éléments fut examinée et il fut montré que les fluctuations présentes de l'abondance de l'hélium indiquent que des fluctuations initiales ont dû exister dans le *Big Bang*. Cependant, une analyse des observations a montrée qu'on ne peut pas être certain que l'hélium fut synthétisé durant une origine explosive de l'univers, et qu'il aurait pu être produit durant une première phase de la galaxie, ou dans les noyaux des galaxies. Par contre, la production de deutérium durant le *Big Bang* est plus probable car il est difficile d'imaginer des processus pouvant produire ce noyau sans produire une surabondance du lithium. Mais il y a d'autres sites possibles qui n'ont pas encore été définitivement éliminés.

L'origine du rayonnement électromagnétique cosmique fut examinée

dans la section (2.4), et il fut montré que l'hypothèse d'une origine explosive de l'univers est très favorisée par les observations récentes du spectre dans la région des micro-ondes. Il fut également montré qu'un champ de tourbillons a pu affecter la température après la phase de la récombinaison. Les limites hautes des fluctuations dans la température actuelle sont assez petites pour défavoriser le modèle de la théorie stationnaire, lequel suppose l'existence des "sources ponctuelles". L'existence des fonds isotropiques X et gamma suggère aussi l'existence des "sources ponctuelles" ou d'objets extragalactiques capables de produire ces fonds. Ceci favorise aussi l'hypothèse que le fond de micro-ondes fut créé par des sources ponctuelles.

L'origine des rayons cosmiques fut examinée dans la section (2.5). Les rayons cosmiques avec des énergies très hautes ont une isotropie qui suggère une origine extragalactique de ces rayons. Ils ont pu avoir été éjectés par des objets extragalactiques, ou avoir été créés durant une origine explosive de l'univers.

## CHAPITRE III

### LES OBSERVATIONS

#### 3.1 INTRODUCTION

Ce chapitre fait l'étude de tous les tests cosmologiques qui permettent de déduire la nature et les propriétés de l'univers.

La section (3.2) examinera les méthodes à suivre (avec leurs incertitudes) pour obtenir la densité totale de la matière et de la radiation dans l'univers, et se penchera aussi sur le problème de la masse manquante. On essaiera de déterminer, à l'aide du paramètre de la densité, si l'univers est fermé, "fini", et oscillant, ou s'il est ouvert, infini, et avec une expansion irréversible. Pour faire cela il faudra analyser les méthodes qui permettent de calculer la masse des galaxies, leurs dimensions, leur nombre dans un volume donné et leurs distances. Le désaccord entre les masses des galaxies obtenues à partir de leur vitesse de rotation et la masse obtenue par l'étude des mouvements internes dans les amas va créer le problème de la "masse invisible".

Les idées théoriques qui donnent une explication de l'origine de la matière intergalactique sont examinées dans la section (3.2.3). Les résultats des observations sont comparés avec les prédictions de quelques modèles cosmologiques. Diverses formes possibles de la matière intergalactique sont étudiées.

Le diagramme de Hubble est analysé dans la section (3.3). On y montre ce qu'est la forme de l'expansion; les méthodes diverses dont on se sert afin d'obtenir le taux d'expansion sont décrites ainsi que leurs incertitudes. Les indicateurs des distances sont brièvement examinés.

La section (3.4), étudie la sensibilité de divers termes sur la valeur du paramètre de décélération. Une analyse des âges des plus vieux objets dans l'univers, des éléments chimiques, et des amas, fait l'objet de la section (3.5).

Des limites sont obtenues pour le terme cosmologique dans la section (3.6), et son rôle sur la dynamique de l'univers y est défini. Cette section et la section (3.7) tenteront d'obtenir des conclusions à propos de la façon dont l'univers évolue dynamiquement; il faudra pour cela se servir des résultats obtenus dans les sections (3.2) à (3.6), c'est-à-dire, à partir des paramètres suivants  $H_0$ ,  $\frac{1}{t_0}$ ,  $q_0$ , et  $\Omega_0$ .

Si on accepte la relativité générale comme la théorie de la gravitation pouvant décrire le mieux la structure de l'univers, et que le fond de micro-ondes cosmique est vraiment cosmologique, c'est-à-dire qu'il est ce qui reste de la conflagration qui marqua l'état explosif de l'univers, alors l'évolution présente peut être décrite très justement par les modèles homogènes et isotropes de Friedmann (section 1.5). Ces modèles sont déterminés par trois paramètres (voir aussi page 40):

$$\Omega_0 = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \cdot \rho_0 = \frac{\rho_0}{\rho_{\text{crit}}} = 5.33 \times 10^{-28} \rho_0 (H_0/100)^{-2} \quad (3.1)$$

$$q_0 = -\frac{\ddot{R}R}{\dot{R}^2} = \frac{\Omega_0}{2} - \frac{\Lambda}{3H_0^2}, \quad \tau = H_0 t_0 \quad (3.2)$$

Les observations de ces trois paramètres vont être examinés dans

les sections (3.2), (3.4), (3.5), et (3.6); les résultats des sections (3.2) à (3.6) inclusivement, vont être réunies afin de pouvoir déterminer si l'univers est fermé ou, si ~~il~~ ouvert<sup>692,691,690,693,695</sup>, s'il sera en expansion pour toujours. Dans les sections (3.2), (3.4) et (3.6), nous allons établir les contraintes expérimentales qui sont imposées que l'on peut sur ces trois paramètres; ces contraintes ont été résumées par Tinsley et sont illustrées sur les figures (3.1), (3.2) et (3.3). Le tableau (3.1) donne les contraintes théoriques obtenues à partir des modèles de Friedmann eux-mêmes ( $\Lambda = 0$ ).

Par contre, si on tient compte du terme cosmologique, alors on obtient une relation donnée par

$$\frac{k c^2}{R_0^2 H_0^2} = \Omega_0 - 1 + \frac{\Lambda}{3H_0^2} \quad (3.3)$$

$$\Lambda_c = \left( \frac{c^3}{4\pi G \rho_0 R_0^3} \right)^2$$

La figure (3.1) illustre les effets du terme cosmologique  $\Lambda$ , et du terme critique  $\Lambda_c$ , dans les modèles de Friedmann. Des limites précises à  $\Lambda$  sont données la section (3.6).

Ni les quasars, ni les radio-sources n'ont donné jusqu'à présent une valeur significative pour  $q_0$ . Une raison de ceci serait dû à la grande dispersion de la luminosité intrinsèque des radio-sources et aux luminosités optiques des quasars. De plus, notre compréhension de ces objets est tellement limitée qu'on ne sait pas quelles corrections dues à l'évolution il faudrait appliquer.

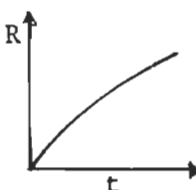
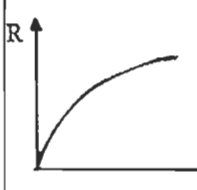
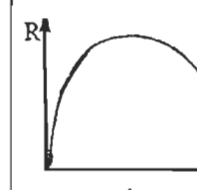
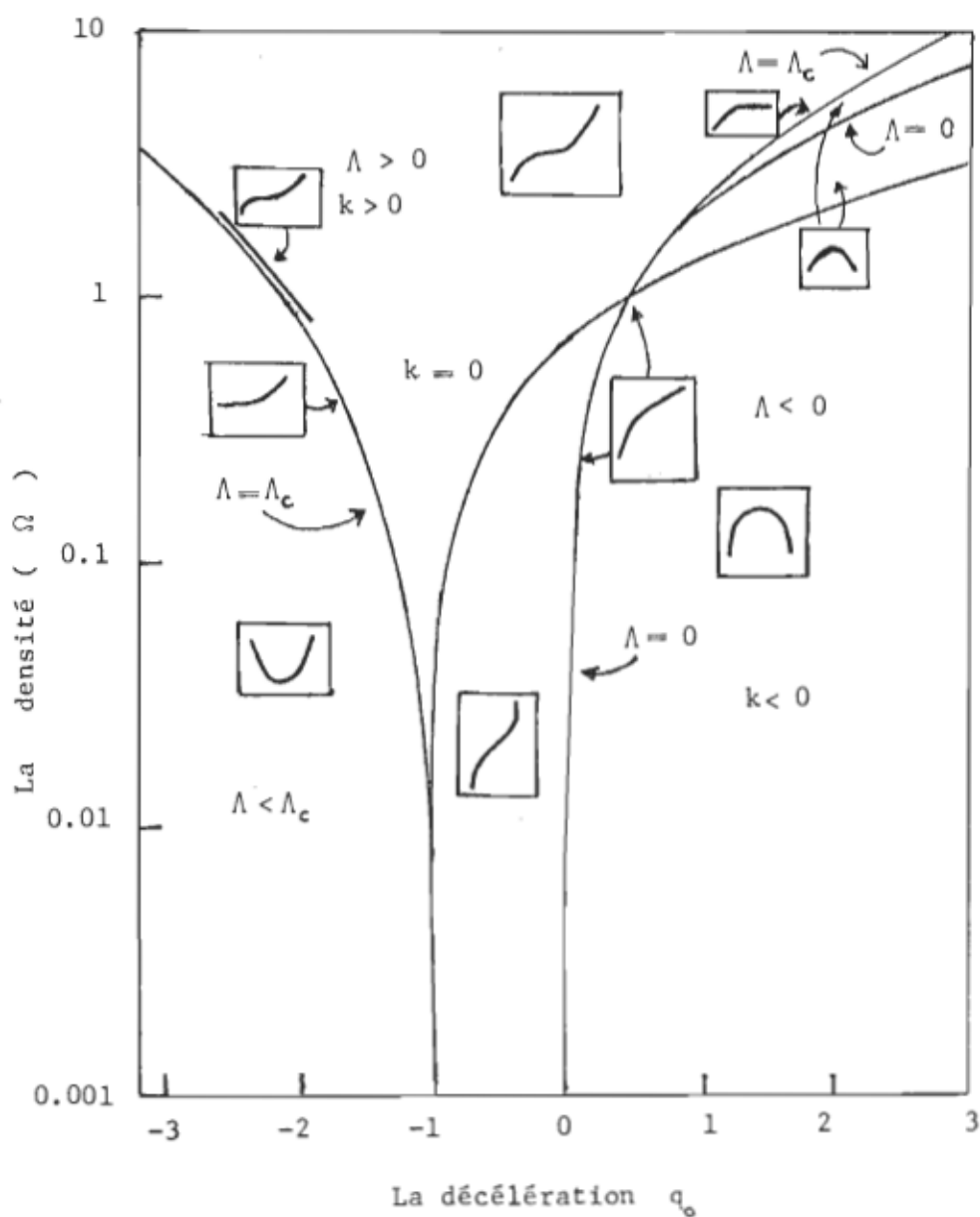
| Les modèles de Friedmann avec $\Lambda = 0$ |   |  |   |
|---|---|--|---|
|   | ouvert  | critique   | fermé   |
| $R(t)$                                      |  |  |  |
| expansion                                   | pour toujours   | pour toujours  | contraction   |
| courbure                                    | hyperbolique  | plat   | sphérique   |
| décélération                                | $0 < q_0 < 1/2$   | $q_0 = 1/2$  | $q_0 > 1/2$   |
| $\Omega_0 = \frac{\rho_0}{\rho_c}$          | $0 < \Omega_0 < 1$  | $\Omega_0 = 1$   | $\Omega_0 > 1$  |
| l'âge $t_0$                                 | $1 > H_0 t_0 > 2/3$   | $H_0 t_0 = 2/3$  | $H_0 t_0 < 2/3$   |

Tableau 3.1 Les contraintes physiques aux modèles de Friedmann ( $\Lambda = 0$ ) <sup>490</sup>.



**Figure 3.1** Les modèles de Friedmann avec une constante cosmologique<sup>689</sup>.



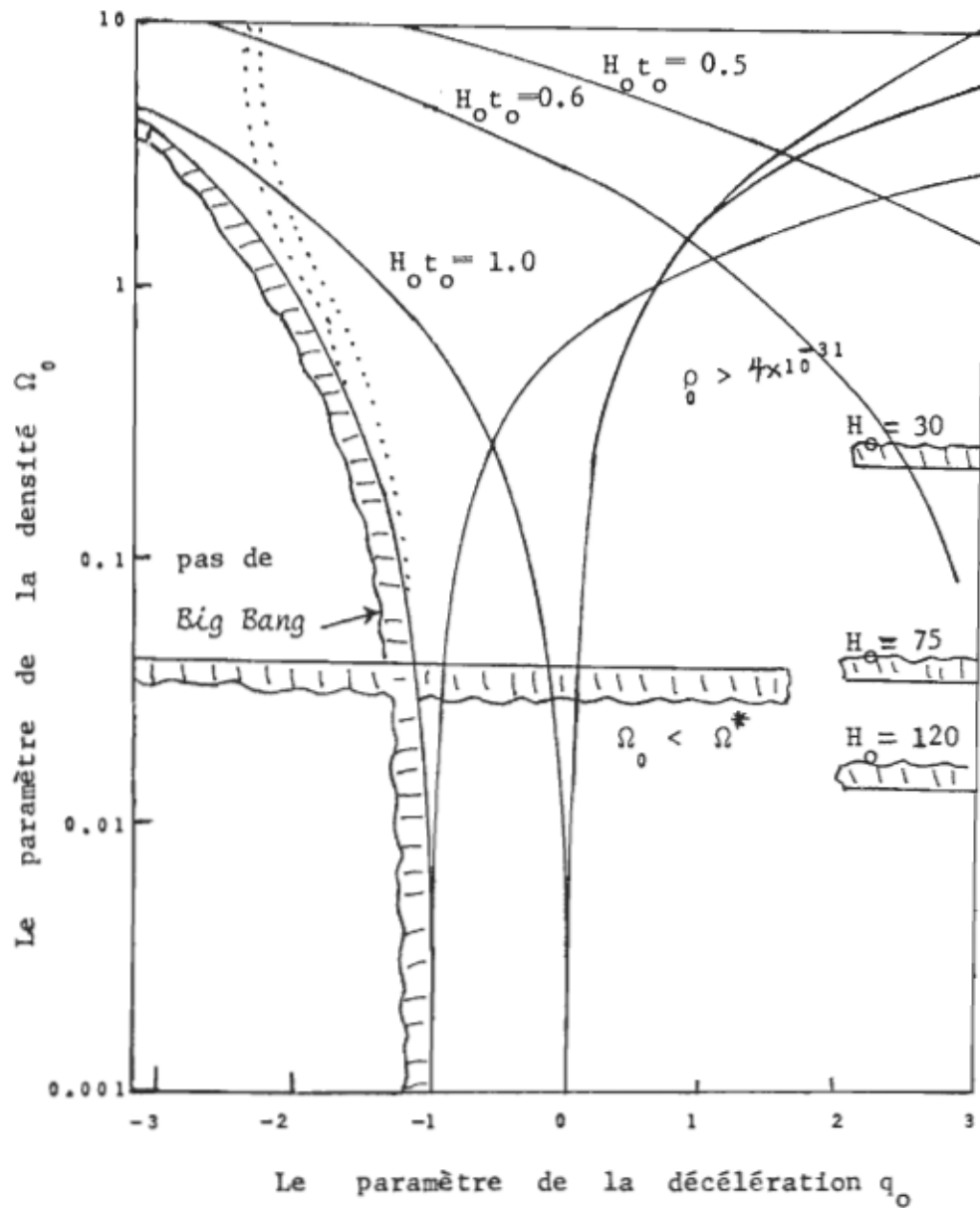


Figure 3.2 Les contraintes aux paramètres  $\Omega_0$ ,  $q_0$  et  $H_0$  pour les modèles de Friedmann avec une constante cosmologique<sup>694</sup>.

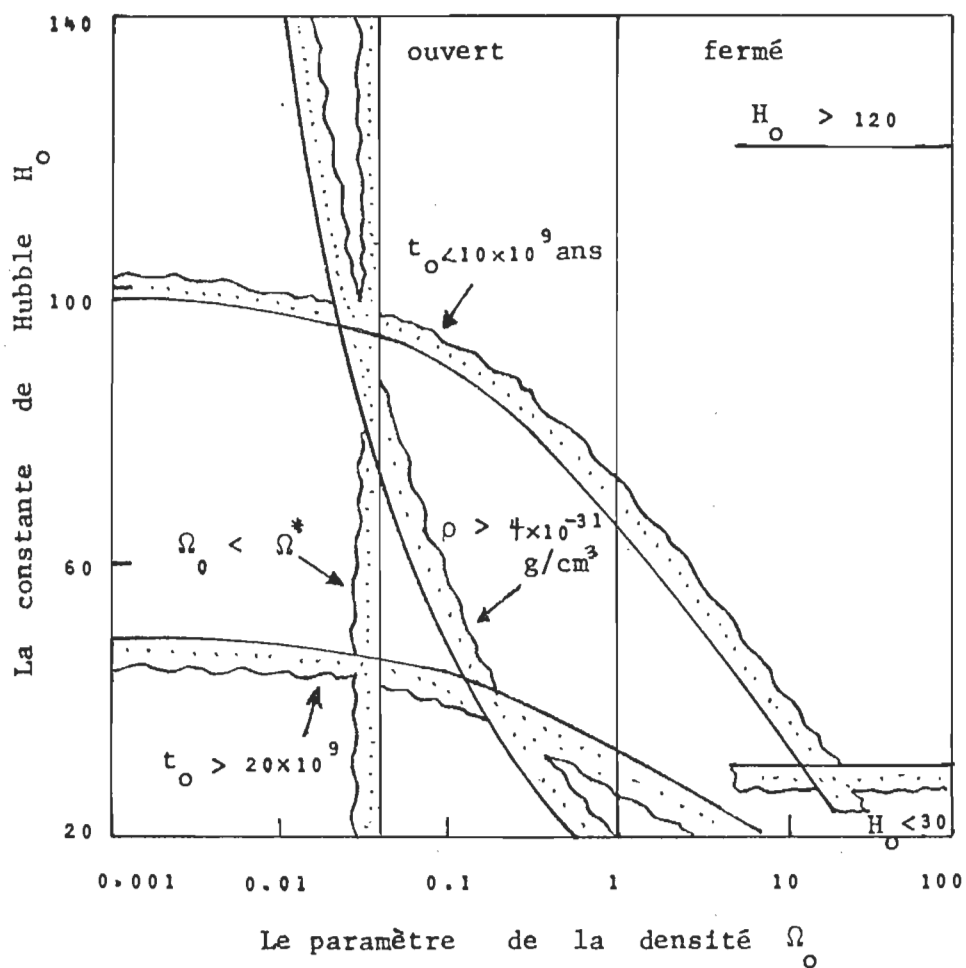


Figure 3.3 Les contraintes sur les paramètres  $H_0$  et  $\Omega_0$  pour les modèles de Friedmann avec  $\Lambda = 0$ . La seule région permise est le petit triangle proche du centre<sup>490</sup>.

A cause de cette énorme différence dans les propriétés radio des sources, le meilleur test cosmologique basé sur les mesures radio est la comparaison des nombres relatifs de sources puissantes et faibles, c'est-à-dire la relation  $(S,N)$ . Mais les observations indiquent qu'il existe un excès de radio-sources lorsque l'on compare la courbe  $(S,N)$  observée avec celle prédite par le modèle d'Einstein-de Sitter ou le modèle de la théorie stationnaire. Une autre explication de cette grande différence peut aussi être exprimée comme un manque de sources brillantes. L'explication la plus simple qui a été suggérée suppose que les propriétés des radio-sources ont changé sur des temps cosmiques. Parce que cet effet n'est pas permis dans l'univers de la théorie stationnaire, les dénombrements des sources pourraient être une évidence contre cette théorie.

D'après Brown et Tinsley (section 3.4), il est très difficile de détecter les effets de l'absorption intergalactique sur les magnitudes apparentes car ceux-ci sont apposés à ceux de l'évolution. Ce phénomène serait vrai non seulement pour la relation  $N(m)$ , mais aussi pour les relations  $(m,z)$  et  $(\theta,z)$ .

Il existe plusieurs autres tests cosmologiques qui servent à appuyer ou à réfuter certains modèles cosmologiques et qui sont unis aux valeurs numériques des paramètres décrits ci-dessus. Ces tests cosmologiques sont:  $(S,N)$ ,  $(N,z)$ ,  $(l,V)$ ,  $(\theta,z)$ , et  $(Z,M)$ . Par exemple, la relation  $(N,z)$  est en principe un test cosmologique pour  $q_0$ . L'avantage de ce test sur les tests optiques est que l'on peut avoir un échantillon à des distances plus éloignées; de plus, les modèles cosmologiques prédisent des résultats qui divergent à de très grandes distances. Le désavantage est que l'interprétation des dénombrements,  $N$ , nécessite l'emploi des fonctions de lumi-

nosité, des distributions spectrales de l'énergie, et des taux d'évolution de tous les types de galaxies. D'après Tinsley, cette relation n'est pas sensible à déterminer un modèle cosmologique, mais elle peut servir à étudier l'évolution des sources ou des propriétés du milieu intergalactique. S'il existe une absorption intergalactique sur des distances cosmologiques, alors ses effets sur la relation  $(N,z)$  ou  $(N,m)$ , sont opposés à ceux de l'évolution et il serait donc très difficile de corriger les observations. L'effet de l'évolution galactique sur la relation  $(N,m)$  est de rendre  $q_0$  plus petit que sa valeur vraie.

Le test luminosité-volume peut être utile même si les objets s'étendent sur une grande gamme de luminosités intrinsèques. Il faut d'abord adopter un modèle cosmologique particulier et ensuite, calculer le volume  $V$  de son univers jusqu'à un décalage  $z$  donné. Il faut aussi calculer le décalage maximum  $z_m$ , lequel représente la limite visible de l'objet. Pour une distribution uniforme des sources, le rapport  $V/V_m$  devrait, en moyenne, être 0.5. Par contre, si ce rapport est systématiquement plus grand que 0.5, c'est-à-dire si les sources ont une tendance à s'accumuler vers le bord du volume accessible, alors ceci indiquerait un effet d'évolution. Cette procédure fut appliquée à un échantillon de 33 quasars pris dans le catalogue révisé 3C; les résultats montrent que pour des modèles de Friedmann,  $\langle V/V_m \rangle \approx 0.70$ , ce qui indique une évidence de l'évolution cosmique de ces objets.

La relation  $(\theta,z)$  est aussi un test cosmologique;  $\theta$  est soit le diamètre angulaire "métrique", soit le diamètre angulaire "isophote". Mentionnons que le diamètre angulaire métrique possède un minimum dans tous les modèles où  $q_0$  est positif ou nul. Par contre, il diminue constamment

dans le modèle de Bondi-Gold-Hoyle où  $q_0 = -1$ . En principe, la présence ou l'absence de minimum pourrait servir de test entre les modèles évolutionnistes de la théorie d'Einstein et le modèle de l'état stationnaire. Mais les radio-sources sont extrêmement diverses et la dispersion dans les diamètres linéaires y est extrêmement grande.

Lorsqu'on se sert des diamètre "isophotes", on obtient une relation qui dépend de  $q_0$ , et son étude peut aider à distinguer entre les modèles relativistes et le modèle de la théorie stationnaire. Pour cela il faut connaître avec précision les relations  $I(\lambda)$  et  $B(\theta)$  ( $I(\lambda)$  représente la distribution de l'énergie avec la longueur d'onde, laquelle nécessite la connaissance de la correction  $K(z)$  dû au rougissement des galaxies;  $B(\theta)$  est la fonction de la brillance superficielle des galaxies). Ce test pourrait être significatif seulement si les corrections liées au terme  $K$  sont connues avec précision.

La courbe  $\log(N) - \log(S)^{716,720,721}$  est un test cosmologique géométrique, et se définit comme suit:

$$\beta = \frac{d \log N}{d \log S} = -\frac{3}{2} + \mu(S, q_0, z) \quad (3.4)$$

où  $S$  est la densité du "flux" et  $\mu$  est une fonction de  $S$ ,  $q_0$ , et de  $z$ .

Lorsqu'on applique ce test aux radio-sources, on obtient  $\beta = -1.85$ . Mais ce résultat ne concorde pas avec les modèles relativistes qui, eux, prédisent que  $\beta \approx -1.5$ . Il a été suggéré qu'il existe soit trop de sources faibles, soit qu'il n'y a pas assez de sources intenses. Trop de sources faibles pourraient être le résultat d'un effet d'évolution dans la luminosité ou dans la densité avec le temps, c'est-à-dire que les sources étaient soit plus abondantes ou plus brillantes dans le passé. Si c'était juste, alors il serait possible d'éliminer le modèle stationnaire. On croit

généralement que pour les radio-sources, la relation (3.1) n'est pas en accord avec les modèles cosmologiques, et qu'elle est une évidence d'effets évolutionnistes dans les propriétés de ces sources.

La relation  $(z,m)$  est le test cosmologique le plus connu, et elle sera examinée pour les galaxies dans la section (3.3), et seulement les résultats des observations sur les radio-sources vont être donnés. La figure (3.4) illustre ces résultats.

Une classe d'objets très populaire en cosmologie, est celle des quasars<sup>736,737,738</sup>. Ils ont des *redshifts* qui, s'ils sont interprétés en accord avec la relation de Hubble, indiquent des distances très grandes (hypothèse cosmologique HC). Ils seraient alors les objets les plus brillants de l'univers. Si par contre c'étaient des objets de luminosités habituelles, alors on ne pourrait pas expliquer l'absence de quasars qui se dirigeraient vers nous<sup>739</sup>.

Mentionnons que les grandes énergies rayonnées par les quasars pourraient être expliquées par le modèle d'univers symétrique, c'est-à-dire que l'annihilation de la matière et de antimatière serait l'origine de ce rayonnement.

N.B. Des articles très généraux ont été publiés sur les observations en cosmologie. Ces articles sont les références allant de 702 à 715 inclusivement. Le *Big Bang* "standard" est examiné dans les références allant de 491 à 494 inclusivement.

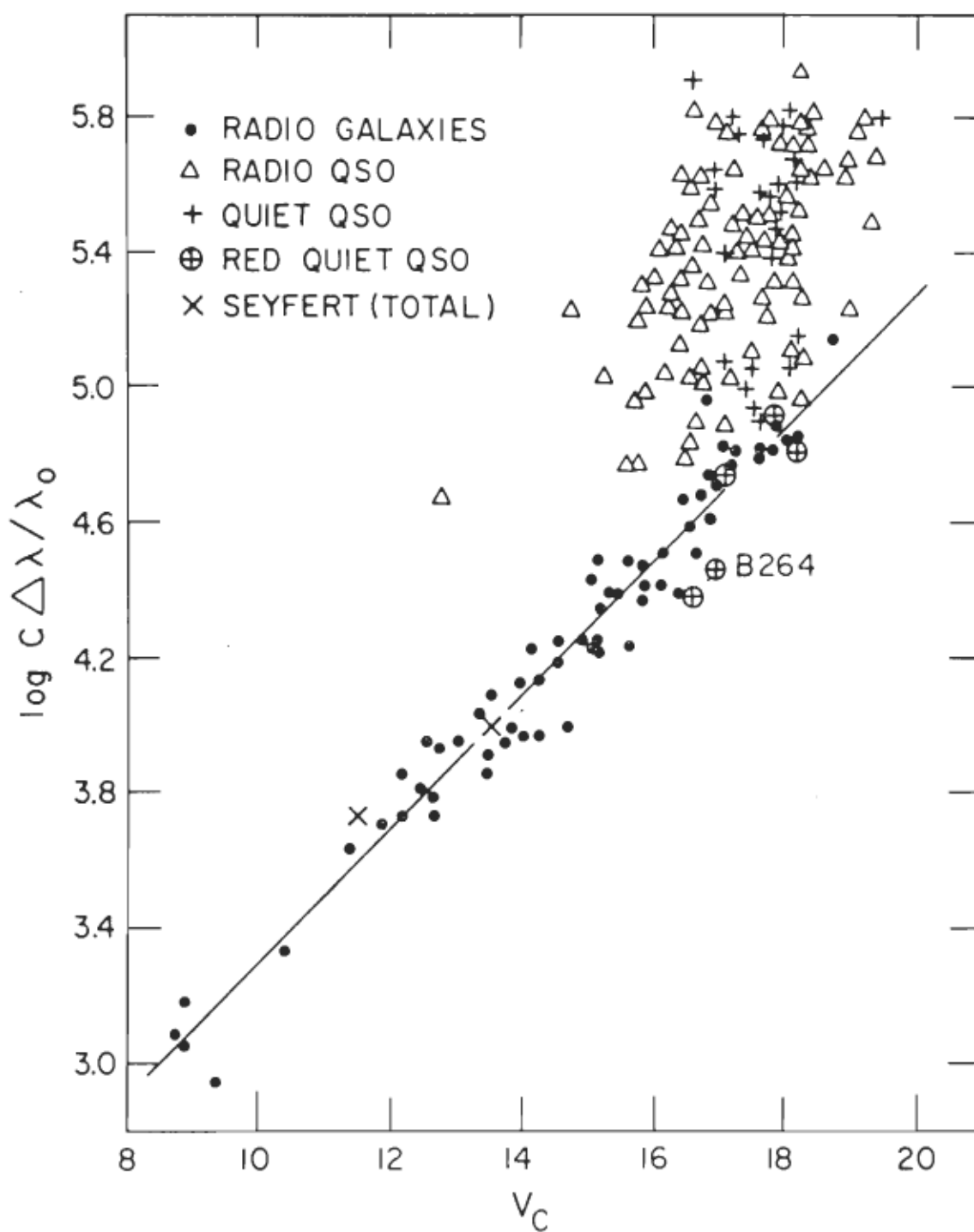


Figure 3.4 La relation  $(Z,m)$  pour les quasars et les radio-sources<sup>755</sup>.

## 3.2 LA DENSITE DE L'UNIVERS

### 3.2.1 INTRODUCTION

Parmi les paramètres les plus importants qu'il faut détecter et calculer à partir des observations en cosmologie, est la quantité totale de matière et de radiation dans l'univers. Toutes les données disponibles sur la distribution des galaxies dans l'espace et sur la matière intergalactique ont été réunies dans cette section afin d'examiner le problème de la densité de l'univers<sup>620,621</sup>. Cette densité est un paramètre fondamental dans tout modèle cosmologique. La matière-énergie est présente dans l'univers sous différentes formes: a) la matière amoncellée: les galaxies, les quasars, les radio-sources, les objets quasi-stellaires, et les formes invisibles de la matière (poussière, matière de la grosseur d'une roche, des étoiles trop petites pour être visibles, des galaxies mortes, des trous noirs, etc.); b) la matière diffuse: l'hydrogène atomique neutre intergalactique; l'hydrogène ionisé intergalactique; la molécule d'hydrogène intergalactique; l'hélium neutre, ionisé, et ionisé deux fois, intergalactique; et les éléments atomiques lourds intergalactiques; c) les flux de particules: rayons cosmiques, et les neutrinos; d) les rayonnements: la radiation gravitationnelle; et le rayonnement électromagnétique cosmique; e) l'antimatière s'il y en a quelque part. Nous allons voir que les formes: les galaxies, les quasars, les radio-sources, les objets quasi-stellaires; le rayonnement électromagnétique cosmique; l'hydrogène atomique neutre intergalactique, sont mieux connues que les autres. Si on suppose un modèle cosmologique de type *Big Bang*, alors il est possible de donner des valeurs approximatives à l'hydrogène ionisé intergalactique et l'antimatière en termes de



les galaxies, les quasars, les radio-sources, les objets quasi-stellaires; le rayonnement électromagnétique cosmique; et l'hydrogène atomique neutre intergalactique. Les valeurs de l'hydrogène ionisé intergalactique, et l'antimatière peuvent aussi servir à supporter une théorie sur l'origine de l'univers.

Dans les cosmologies de Friedmann avec  $\Lambda = 0$ , le paramètre de la densité  $\Omega = \rho/\rho_{\text{crit}}$  détermine si l'univers est fermé, "fini", et oscillant ( $\Omega > 1$ ); ou s'il est ouvert, infini, et avec une expansion pour toujours ( $\Omega \leq 1$ ). Si  $\Omega = 1$ , alors  $\rho$  doit être égal à  $1.1 \times 10^{-29} \text{ g/cm}^3$  pour  $H_0 = 75$ .

Il y a plusieurs façons de mesurer  $\Omega_0$ . L'une d'elles consiste à mesurer la densité de la luminosité  $\ell$  dans une grande région de notre voisinage, et ensuite de mesurer le rapport  $M/\ell$ . Le produit de ces deux quantités donne alors la densité recherchée. La valeur de  $\Omega_0$  ainsi obtenue est indépendante de  $H_0$ . Une autre façon exige une étude des perturbations de l'expansion de l'univers qui seraient causées par des perturbations dans la densité sur une grande échelle, comme le superamas local par exemple. Ce test est une fonction sensible de  $\Omega_0$ ; il n'est cependant pas indépendant de  $\Lambda$ . Une autre méthode est donnée par le théorème du viriel cosmique.

Puisque la densité actuelle de la matière lumineuse,  $\rho_{\text{gal}}$ , est beaucoup plus petite que la densité critique  $\rho_{\text{crit}}$ , il s'est créé le problème de la matière "manquante" en cosmologie. Dans le modèle de la théorie stationnaire, la plus grande partie de la masse de l'univers n'est pas sous forme de galaxies normales, mais se trouve plutôt dans le milieu intergalactique, et ce sous diverses formes: a) des ponts intergalactiques, b) des systèmes ayant de basses luminosités, comme par exemple des galaxies

naines ou des galaxies compactes, c) une grande population d'objets extragalactiques qui ressemblent à des étoiles, et qui émettent un spectre de longueurs d'ondes allant des ondes radio aux ondes ultraviolets, et aussi dans la région des rayons X. Ces objets compacts peuvent donc être une réponse à ce problème, mais il est difficile de dire avec précision ce que peut être leur masse totale. L'origine de cette matière intergalactique sera née dans la section (3.2.3), en même temps que les données actuelles sur celle-ci.

Mentionnons finalement que les endroits où le problème de la masse manquante est important sont surtout les amas et les groupes de galaxies, et que ce problème va être examiné de plus près dans la section (3.2.4).

### 3.2.2 LA DENSITE MOYENNE DE LA MATIERE LUMINEUSE, $\Omega_{gal}$

Afin d'évaluer la contribution des galaxies à la densité de l'univers, il faut d'abord connaître les données obtenues dans les étapes successives d'exploration de l'espace quant à la masse des galaxies<sup>612</sup>, leurs dimensions, leur nombre un volume donné et leur distances. La masse des galaxies peut être obtenue par l'étude de leur vitesse de rotation et par l'étude des mouvements internes des galaxies dans les amas. Mais la masse ainsi obtenue est dix à cent fois plus grande que celle trouvée par les autres méthodes (rotation de notre galaxie et celle des galaxies doubles). Ce désaccord indiquerait l'existence dans les amas de 90 à 99 % de matière invisible<sup>889,890</sup>, ou encore, que les amas ne sont pas stables. Ceux-ci seraient en contraction ou en expansion; mais s'il en est ainsi, les amas devraient se rompre en un temps beaucoup plus petit que l'âge des galaxies qu'ils renferment. Alors comment expliquer que les amas de galaxies existent toujours ?

La valeur moyenne des masses obtenues par diverses méthodes est de  $2 \times 10^{11} M_{\odot}$  pour notre galaxie,  $6 \times 10^9 M_{\odot}$  pour Messier 33, etc... Ainsi la masse moyenne des galaxies est très incertaine, allant de  $2 \times 10^9$  à  $2 \times 10^{11} M_{\odot}$ . Il y a plusieurs méthodes courantes qui permettent de calculer la masse des galaxies. Ces méthodes sont: 1) la méthode des galaxies doubles, 2) la méthode par laquelle la masse des galaxies dans les amas est calculée de la vitesse d'évasion des galaxies par rapport aux autres de l'amas; le théorème du viriel est applicable dans celle-ci, et les valeurs obtenues reposent sur l'hypothèse d'un état stationnaire des amas. Mais le temps nécessaire à établir un régime stationnaire semble être de l'ordre de  $10^{11}$  années (notons ici que cette valeur est en accord avec le modèle de Lemaître, section 2.2.3), ce qui est beaucoup trop long par rapport aux dérivables de l'expansion de l'univers, 3) la méthode basée sur la rotation suppose que les vitesses radiales mesurées le long d'un diamètre d'une galaxie sont la projection d'un mouvement circulaire uniforme, équilibrant l'attraction des masses, 4) en se servant d'une fonction de luminosité et du rapport  $M/l$ , il est possible d'obtenir la masse des galaxies. Mentionnons que la masse de l'amas de galaxies<sup>619,622,623</sup> dans le Centaure a été obtenue par la méthode 2) et est de  $1.4 \times 10^{15} M_{\odot}$ .<sup>611</sup> La masse du quasar 4C11.50 serait égale à  $4 \times 10^{12} M_{\odot}$ .<sup>612</sup>

Seldner et Peebles<sup>606</sup> ont récemment estimé la densité de masse moyenne,  $\langle \rho \rangle$ , des galaxies, à partir de la corrélation<sup>318,319,320</sup> des dénombrements de Shane-Wirtanen et des positions angulaires des amas d'Abell. La méthode dont ils se sont servis est basée sur la relation  $\rho(r)/\langle \rho \rangle = n(r)/\langle n \rangle$ , où  $n(r)$  est la densité moyenne du nombre de galaxies à une distance  $r$  à partir d'un amas d'Abell, et  $\langle n \rangle$  est une moyenne sur la région étudiée. Ainsi ils obtinrent  $\Omega = \langle \rho \rangle / \rho_{\text{crit}} = 0.69$ ; cette

valeur est indépendante de  $H_0$ . La densité moyenne de la masse qu'ils ont ainsi obtenue est beaucoup plus grande que les autres estimés (comme par exemple celle de Gott et Turner<sup>608</sup>), et ceci serait une indication qu'il existe une grande incertitude dans cette nouvelle méthode.

Supposons qu'on ait un échantillon complet de galaxies; si les galaxies n'ont pas d'autres mouvements que récession de Hubble, alors on peut mesurer leurs *redshifts* et obtenir une carte de leurs positions dans l'espace. En réalité la carte montrera des distorsions<sup>503</sup> dues aux mouvements propres et aux perturbations dans le mouvement de récession; ces dernières seraient dues aux condensations de matière, comme les groupes et les amas de galaxies. Sargent et Turner<sup>607</sup> ont montré récemment que ces distorsions dans le "*redshift* de l'espace" ont des formes permettant de détecter les perturbations et ainsi de déterminer  $\Omega$ . Le résultat est très incertain, mais ils citent  $\Omega \approx 0.07$ .

Gott et Turner<sup>608</sup> ont défini  $\Omega_G$  comme étant la contribution à  $\Omega$  de la matière associée avec les galaxies; cette contribution comprend aussi la matière intergalactique qui tombe dans les groupes et les amas<sup>609</sup>.

$$\Omega_G = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \cdot \rho_L \left\langle \frac{M}{L} \right\rangle = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \cdot (4.7 \times 10^7 L_\odot \text{ Mpc}^{-3}) 120 \frac{M_\odot}{L_\odot} = 0.08 \quad (3.5)$$

D'après eux, les incertitudes statistiques dans  $\Omega_G$  sont probablement  $\lesssim 50\%$  et les incertitudes systématiques sont aussi très grandes. Leur résultat exclut presque  $\Omega_G \gtrsim 1$ . Ainsi pour  $\Lambda = 0$ , l'univers serait ouvert. A partir de 103 groupes de galaxies du catalogue de Zwicky, Gott<sup>610</sup> obtint récemment  $\Omega_G = 0.1$ .

Les observations des galaxies spirales indiquent que leur masse augmente presque linéairement avec le rayon jusqu'à une distance 1 Mpc.

Ceci veut dire que la masse totale par spirale géante est de l'ordre de  $10^{12} M_{\odot}$ , et que le rapport  $M/L \sim 200 (M/L)_{\odot}$ ; il est alors<sup>613</sup> possible de calculer la densité moyenne locale cosmique  $\approx 2 \times 10^{-30} \text{ g/cm}^3$ , ce qui correspond à  $\Omega = \rho / \rho_{\text{crit}} \approx 0.2$ . L'incertitude dans ce résultat n'est pas moins qu'un facteur de 3. Mentionnons d'autres densités obtenues. Celle de l'amas de Coma est une limite inférieure à la densité de l'univers et égale  $3 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ ; la densité du groupe local est  $1.5 \times 10^{-29} \text{ g/cm}^3$ ; la densité dans Virgo<sup>615</sup> nous donne une densité moyenne cosmique égale à  $2.0 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ , mais sa densité moyenne serait de  $2 \times 10^{-29} \text{ g/cm}^3$  sur un volume d'un rayon  $\sim 2 \text{ Mpc}$ .

La densité de l'univers comme obtenue à partir du comptage des galaxies est basée sur une fonction de luminosité intégrale des galaxies et puis sur le rapport  $M/L$ . Ce rapport vaut 50 pour les galaxies elliptiques, et 5 pour les galaxies spirales et irrégulières. Mais les elliptiques ne constituent que 20 % dans les dénombrements; alors la moyenne pour  $M/L$  est  $\sim 14$  et, par conséquent, on obtient une densité moyenne égale à  $2 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ .

Turner et Ostriker<sup>677</sup> ont récemment analysé des groupes de galaxies binaires et obtinrent  $\langle M/L \rangle = 100 (M/L)_{\odot}$  avec un rayon de 370 kpc. Ils se servirent de la valeur de  $H_0$  égale à 50, et de la valeur de Gott et Turner pour la fonction de la luminosité cosmologique; ils obtinrent  $\Omega_{\text{gal}} \sim 0.08$ . Si les mesures des galaxies géantes sont interprétées de la même façon que celles des naines, alors  $\Omega_{\text{gal}} \sim 0.05$ . Ces résultats donneraient une évidence (faible) de l'existence des halos massifs.

Shapiro<sup>605</sup> se servit des données de De Vaucouleurs et de Roberts avec  $(M/L)_{\text{E}} = 30$ ,  $(M/L)_{\text{S}} = 7.5$ , pour obtenir  $\rho_{\text{gal}} = 2.0 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ .

D'autre part la valeur d'Oort est  $\rho_{\text{gal}} = 3 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ , pour  $H_0 = 75$ , ce qui donne  $\Omega_{\text{gal}} \approx 0.03$ .

En conclusion à cette section sur la densité moyenne de la matière lumineuse  $\Omega_{\text{gal}}$ , toutes les valeurs obtenues sont résumées dans la tableau suivant.

Tableau 3.2 Les valeurs de la densité moyenne de la matière lumineuse,  $\Omega_{\text{gal}}$ .

| $\Omega_{\text{gal}}$ | méthode; incertitudes   | source |
|-----------------------|---|--------|
| 0.69                  | A partir de la corrélation des dénombrements de Shane-Wirtanen et des positions angulaires d'Abell. Très incertain. | 606    |
| 0.01                  | A partir des distorsions dans l'expansion de Hubble dues aux groupes et amas. Très incertain.                       | 607    |
| 0.08                  | Groupes, amas et matière intergalactique. Incertitude $\lesssim 50\%$ .   | 608    |
| 0.1                   | 103 groupes du catalogue de Zwicky. Incertitude $\lesssim 50\%$ .   | 610    |
| 0.2                   | Galaxies spirales, M/L ; facteur de 3 d'incertitude.  | 613    |
| 0.05-0.08             | Galaxies binaires, avec $H_0 = 50$  | 677    |
| 0.03                  | Oort, avec $H_0 = 75$   | 605    |

### 3.2.3 LA MATIÈRE INTERGALACTIQUE

Les idées théoriques de base qui expliqueraient l'origine de la matière intergalactique sont les suivantes: 1) L'univers commença par une explosion primordiale et la matière intergalactique est celle qui est restée après que les galaxies furent formées, 2) L'univers commença par un état hautement condensé et les galaxies se formèrent à partir de configurations ayant des densités très hautes. Ces configurations seraient des noyaux

retardés laissés derrière par l'expansion. On ne sait pas, dans ce modèle, quelle fraction de matière dans la forme d'un gaz pourrait être laissée non-accumulée, mais les observations montrent que de la matière est éjectée continuellement des noyaux galactiques, et devrait donc apporter une contribution au milieu intergalactique; 3) Il se peut que l'on vive dans un univers du type prévu par la théorie stationnaire, dans lequel la matière est créée continuellement (par exemple, dans les noyaux des galaxies). Si cela était le cas, alors la seule matière intergalactique serait celle éjectée par les noyaux galactiques.

Examinons maintenant en détail les observations faites sur les noyaux galactiques, et quelques hypothèses suggérées à propos du milieu intergalactique.

Cowsik et Lerche<sup>435</sup> ont étudié récemment l'existence possible d'un milieu intergalactique chaud<sup>616</sup> avec une densité de l'ordre de celle exigée afin de fermer l'univers. La température du gaz (protons) devrait être de  $10^6 - 10^8$  K ; les supernovae le garderait chaud. D'après Cowie et Perrenod<sup>436,437</sup>, le gaz chaud devrait être composé en grande partie de matière primordiale qui tomba dans les amas, ou encore, il peut être de la matière riche en métal qui a été éjectée par des galaxies dans les amas.

Les observations montrent que l'hydrogène neutre<sup>625</sup> contenue dans l'amas de Virgo, contribue moins de 4 % à la masse totale; dans l'amas de Coma cette contribution est inférieure à 0.2 %. Ceci montre que la contribution de l'hydrogène neutre dans les amas peut être négligée; en se servant des mesures en absorption de la raie 21 cm qu'on observe dans l'espace intergalactique, on obtient une densité d'hydrogène neutre inférieure à  $1 \times 10^{-31}$  g/cm<sup>3</sup>. Dans le contexte du *Big Bang chaud*, l'hélium et l'hydro-

gène se seraient formés avec un rapport 1:10, alors  $n_H = 4.5 \times 10^{-6} \text{ } \Omega \text{ cm}^{-3}$ , et  $n_e = 5.4 \times 10^{-6} \text{ } \Omega \text{ cm}^{-3}$ .<sup>628</sup>

Si le milieu intergalactique n'a pas été initialement ionisé, avant la formation des galaxies, alors il est improbable qu'un état ionisé ait apparu par la suite. Il ne se semble pas exister de sources d'énergie pouvant ioniser l'hydrogène avant la formation des étoiles.

Rogerson et York<sup>618,617</sup> observèrent un rapport  $D/H = (1.4 \pm 0.2) \times 10^{-5}$  dans le spectre de  $\beta$  Cen. Si on suppose que le deutérium a été créé au début de l'expansion de l'univers, alors il est possible d'obtenir pour la densité de l'univers  $1.5 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ .

L'existence de la poussière intergalactique peut être prouvée en observant la diminution du nombre de galaxies éloignées et d'amas qui se trouvent derrière les régions centrales des amas proches de nous. Tenant compte de ceci, Schmidt<sup>627</sup> obtint une densité de poussière intergalactique égale à  $5 \times 10^{-30} \text{ g/cm}^3$  tout près des centres de galaxies, et de  $2 \times 10^{-34} \text{ g/cm}^3$  dans l'espace intergalactique en général.

Il se pourrait que les neutrinos<sup>438,439</sup> soient présent dans l'espace intergalactique et qu'ils apportent une contribution importante à la densité totale de masse-énergie dans l'univers. Un fond cosmique de neutrinos serait capable de "fermer" l'univers. Mais il n'y a pas d'évidences qu'une telle densité de neutrinos existe.

En conclusion à cette section, nous pouvons donc dire que les observations de l'hydrogène neutre montrent que sa densité est négligeable, les observations du rapport  $D/H$  et l'hypothèse d'un *Big Bang chaud* feraient que la densité présente de l'univers serait de  $1.5 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ , et



la densité de la poussière intergalactique observée serait égale à  $2 \times 10^{-34} \text{ g/cm}^3$ .

### 3.2.4 LA MASSE MANQUANTE

Si l'hypothèse que l'univers actuel soit fermé s'avère être juste, alors la densité de masse-énergie nécessaire pour courber la géométrie de l'univers jusqu'à le rendre fermé est donnée par la densité critique  $\rho_{\text{crit}} = 3H_0^2/8\pi G = 1.1 \times 10^{-29} (H_0/75)^2 \text{ g/cm}^3$ . Par conséquent la densité totale présente doit être telle que  $\rho \geq \rho_{\text{crit}}$ . Pour  $\Lambda = 0$ , la densité critique,  $\rho_{\text{crit}}$ , marque la ligne de division entre un univers fermé et un univers ouvert. Mais si on compare  $\rho_{\text{crit}}$  à la densité de la masse lumineuse  $\rho_{\text{gal}} = 2 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$  qui représente la matière visible dans l'univers, alors on voit qu'il manque une quantité énorme de masse-énergie pour ce faire: la masse visible ne représente que 2 % (pour  $H_0 = 75$ ) à 4 % (pour  $H_0 = 50$ ) de la masse critique. Pour maintenir l'univers fermé, il faut donc postuler l'existence de la masse manquante. Plusieurs explications sont possibles.

Pour rendre vraisemblable l'existence d'une masse invisible, Press et Gunn<sup>631</sup> ont suggéré une méthode qui suppose qu'une source éloignée peut avoir deux images; ce phénomène serait causé par la déflexion<sup>521, 534, 528</sup> gravitationnelle de la lumière par un objet condensé ("lentille" gravitationnelle). Mais les observations actuelles n'indiquent pas de tel phénomène.

L'explication la plus courante est que la masse manquante devrait se trouver dans les amas de galaxies. Reste la question de la forme dans laquelle cette masse manquante pourrait exister, tout en restant invisible.

Commençons par l'amas de Coma<sup>676</sup>. Des arguments basés sur la friction dynamique<sup>646</sup> indiquent que l'amas est lié par de la matière intergalactique<sup>853</sup>. Les travaux qui ont été faits suggèrent que la masse manquante pourrait revêtir les formes suivantes: 1) des galaxies naines<sup>633,692,847</sup>, ou des étoiles avec des luminosités<sup>635,645,676</sup> faibles, 2) un plasma d'hydrogène<sup>850,858,654</sup>, 3) de la "neige" condensée d'hydrogène, 4) des trous noirs<sup>658,659,660,690</sup>, 5) un fond de photons<sup>661,636,637,638,639,632</sup> de masse  $3 \times 10^{-54}$  g (ou un fond de neutrinos<sup>640,641</sup> de masse non-nulle), alors cela serait suffisant pour fermer l'univers, 6) la présence d'un champ magnétique qui pourrait avoir une densité d'énergie suffisante (la présence d'un tel champ est indiquée par la rotation de Faraday), 7) des nuages d'un gaz<sup>851,849</sup> d'hydrogène neutre<sup>642,643,668</sup>, 8) des étoiles intergalactiques<sup>644</sup> se trouvant dans l'auréole<sup>855</sup>.

Il est observé que le rapport M/L peut<sup>859,867,868,861,862,863,864,852</sup> avoir des valeurs très différentes allant de l'unité pour les galaxies irrégulières et pour quelques spirales, jusqu'à 100 pour les galaxies elliptiques géantes. Les deux explications<sup>647,664</sup> habituelle pour expliquer cette grande différence disent que: 1) les spirales et les irrégulières contiendraient beaucoup de gaz non-luminent, ou 2) qu'il existerait des galaxies "mortes"<sup>670,671</sup>, des trous noirs, ou d'autres objets "compactes"<sup>690,691</sup>. Par exemple, le rapport M/L du Groupe Local<sup>663,667</sup> est d'environ 100; cette valeur est 10 fois plus grande que celle des galaxies spirales géantes ou celle de la matière observée dans le voisinage du Soleil.

Des calculs semblables ont aussi été faits pour plusieurs autres amas et groupes<sup>675</sup>. Lorsqu'on applique le théorème<sup>848,852,846,854,634</sup> du viriel à l'amas de Virgo, on obtient comme masse de l'amas  $5 \times 10^{14} M_{\odot}$  ;

mais si on calcule la masse de l'amas par observations des galaxies qui y sont membres, on obtient  $0.18 \times 10^{14} M_{\odot}$ . Si les valeurs obtenues sont fiables, il s'en suit que la masse de la matière intergalactique invisible dans cet amas serait donc beaucoup supérieure à la masse des galaxies elle-mêmes.

Une analyse faite par Wesson<sup>653</sup> a montré que la poussière cosmique ne pouvait pas être suffisante à fermer l'univers. Il se basa sur les mesures de rayons cosmiques obtenues par le satellite Copernicus, desquelles il conclue que les éléments lourds étaient moins abondants que l'on avait pensé auparavant. Un autre satellite aurait enregistré une densité de poussière cosmique égale à  $10^{-30} \text{ g/cm}^3$ .

Si la masse manquante était sous forme de rayons cosmiques, de photons<sup>669</sup>, de neutrinos<sup>648</sup>, ou de gravitons<sup>653</sup>, alors il se pourrait que ces particules soient produites par des processus exotiques comme dans l'univers de matière-antimatière. Par contre, il est très difficile de les détecter<sup>652,649,650,651</sup>. Il aurait pu exister des quarks ou des unitons<sup>655</sup> au début du *Big Bang* et qui seraient toujours (pour certains d'entre eux) présents aujourd'hui.

La densité obtenue par Oort dans le voisinage<sup>665,666,674,672</sup> du Soleil est d'environ  $0.11-0.17 M_{\odot}/\text{pc}^3$ . Mais la densité locale que l'on obtient est  $0.07 M_{\odot}/\text{pc}^3$ . La masse non-lumineuse, c'est-à-dire la différence entre la densité de masse observée et la limite de Oort (valeur dérivée par des moyens dynamiques) pourraient être de la forme d'une grande population de naines  $M^{673,656}$ . Mais il se peut que les déterminations dynamiques de la densité de masse locale ne soient pas très fiables, car il n'y a pas d'évidence<sup>656,657</sup> de la présence de quantités significantes de

masse invisible proche du Soleil.

En conclusion à cette section sur la masse manquante, les grandes différences entre les rapports  $M/L$ <sup>pourraient</sup> indiquer la présence d'une masse manquante assez haute pour "fermer" l'univers. En fait, les méthodes diverses dont on se sert pour estimer la masse d'un amas ne s'accordent pas entre elles, et nous portent à croire à l'existence de la masse manquante. Les amas de Coma et de Virgo, ainsi que le Groupe Local, sont des exemples d'amas dans lesquels le problème de la masse manquante a été très étudié. Mais la forme irrégulière de l'amas du Virgo en fait un amas à part des autres, et il se pourrait que les données obtenues sur cet amas soient très incertaines.

Les données obtenues à l'aide des satellites indiquent que la densité de la poussière cosmique n'est pas suffisante à fermer l'univers.

### 3.2.5 CONCLUSION

Les valeurs de la densité moyenne de la matière lumineuse,  $\Omega_{gal}$ , sont indiquées dans le tableau (3.2), et se trouvent dans l'intervalle  $0.01 \lesssim \Omega_{gal} \lesssim 0.69$ . Quelques-unes de ces valeurs sont très incertaines et ont été obtenues à partir de méthodes nouvelles. L'intervalle de densité le plus fiable est  $0.03 \lesssim \Omega_{gal} \lesssim 0.1$ . Mentionnons que la densité du Groupe Local est trop incertaine et trop grande, celle obtenue à partir des groupes de galaxies est une limite inférieure, et celle obtenue par les amas d'Abell est aussi une limite inférieure. La densité de l'amas est également trop incertaine et trop grande. La densité obtenue par le comptage des galaxies est une limite inférieure.

La densité de matière-énergie dans le milieu intergalactique fut

étudiée dans la section (3.2.3). Les observations de l'hydrogène neutre montrent que sa densité est négligeable; un résultat semblable a été obtenu pour la densité de la poussière cosmique. Si on fait l'hypothèse que l'univers est représenté par le modèle du *Big Bang chaud*, le milieu intergalactique ne devrait pas être ionisé s'il ne l'a pas été avant la formation des galaxies. Il ne semble pas exister de sources d'énergie capable d'ioniser ce milieu par la suite. De plus, les observations du rapport D/H sont telles que la densité présente de l'univers est égale à  $1.5 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ . Les densités des photons, du rayonnement cosmique, des neutrinos, des trous noirs, et des gravitons sont soit négligeables, soit mal connues.

Le problème de la masse manquante fut examiné dans la section (3.2.4). Il fut conclu que les diverses méthodes dont on se sert afin d'estimer la masse d'un amas, ne s'accordent pas entre elles, et portent à croire à l'existence d'une masse "manquante". L'analyse des groupes de galaxies donne un résultat semblable. Mais les données sont assez incertaines et il n'est pas possible de conclure actuellement que l'univers puisse être fermé ou ouvert.

### 3.3 LE DIAGRAMME DE HUBBLE

L'évidence cosmologique la plus étudiée est le diagramme de Hubble<sup>512,513,535</sup>, c'est-à-dire la relation  $(m,z)$  des galaxies. <sup>L'interprétation de</sup> Ce diagramme montre que l'univers est en expansion, et ce résultat est probablement la plus importante découverte cosmologique\*. Ce phénomène universel pose aussi tôt des questions de première ordre: en extrapolant dans le passé, on arrive à un moment où l'univers aurait eu un rayon nul, ce qui est interprété comme sa création. De même, en extrapolant dans le futur, on arrive à

\* Pour opinion contraire voir page 285.

un univers infiniment grand ? Le phénomène de l'expansion de l'univers est analysé sous deux aspects: 1) il faut connaître la forme de l'expansion, c'est-à-dire à savoir si la vitesse de récession des galaxies est vraiment une fonction linéaire de leur éloignement, et 2) il faut connaître le taux de l'expansion, c'est-à-dire la valeur de la constante de proportionnalité  $H_0$ . Jusqu'à date les mesures ont été faites sur des galaxies dont l'éloignement va jusqu'à un gigaparsec. La loi de Hubble fait intervenir des vitesses radiales et des distances, et, si on ne s'intéresse qu'à la forme de la loi, il est suffisant d'utiliser des distances relatives et non pas des distances exprimées en centimètres. Il est évident que pour obtenir le plus de précision possible, on doit observer des galaxies à de grandes distances, d'une part pour étendre la loi sur un plus grand intervalle de distances, d'autre part pour s'assurer que les vitesses d'expansion soient nettement supérieures aux vitesses d'agitation particulières des galaxies. Nous verrons dans cette section qu'une étude faite par Sandage, semble avoir établi définitivement que la loi d'expansion est linéaire jusqu'à des décalages spectraux  $z$  de près de 0.5. Par contre, il n'en est pas de même pour la valeur de la constante de proportionnalité. La raison de cette difficulté est que pour déterminer  $H_0$ , il faut connaître la distance absolue aux galaxies. Parce que cette calibration n'est pas facile, il y a des incertitudes non-négligeables, ce qui fait que différents cosmologistes obtiennent des résultats très différents pour  $H_0$ . Ils se servent de méthodes différentes afin d'établir l'échelle des distances dans l'univers, et ils observent soit les mêmes objets, soit des objets différents. Examinons brièvement ces méthodes qui permettent d'établir l'échelle des distances.

Il faut connaître en unités linéaires les dimensions de l'univers et obtenir ainsi les valeurs qui en dépendent<sup>504</sup>: densité, taux d'expansion, ... Puisqu'on ne peut pas mesurer directement une distance plus grande que quelques parsecs (limite de la parallaxe trigonométrique), on doit se servir d'indicateurs de distances<sup>510,511</sup> divers. Ces indicateurs sont des objets célestes (étoiles, galaxies) qui ont un paramètre mesurable relié de façon unique et connue à leur luminosité absolue. Les étoiles variables céphéides de population I sont actuellement les indicateurs qui permettent de calculer les modules de distances ( $m-M$ ) des galaxies proches: les novae, les variables R R Lyrae, les étoiles W Virginis. Sandage fit de même. C'est sur les distances des galaxies proches que repose l'ancienne l'échelle des distances dans l'univers entier et, par conséquent, la cosmologie. Pour obtenir les distances d'objets plus éloignés, il faut utiliser d'autres méthodes et trouver d'autres indicateurs, comme par exemple les diamètres des régions H II dans les galaxies ou l'aspect géométrique de celles-ci. Mentionnons que les distances obtenues par les céphéides ont des incertitudes d'environ 10 % (ou 0.2 m), alors que les éloignements des régions H II ont une incertitude d'environ 30 % (0.6 m). Du côté géométrique des galaxies, une étude faite par Van den Bergh sur les spirales du type Sc a montré qu'elles ont des bras d'autant plus développés que leur luminosité intrinsèque est plus grande. Ainsi, à partir de critères morphologiques basés sur l'aspect des bras, il est possible de répartir les galaxies en cinq classes de luminosité. On a pu obtenir de cette façon leur magnitude et ensuite leur module de distance ( $m-M$ ), en supposant à l'avance un taux d'expansion  $H_0$  donné. Les éloignements des galaxies ont alors pu être calculées jusqu'à 20 Mpc avec une incertitude de

30 % sur les distances (0.65 m). Mais si l'on veut observer plus loin, on doit se servir d'une autre méthode, en l'occurrence la corrélation entre le diamètre et la luminosité intrinsèque des galaxies. Il est alors possible d'observer jusqu'à des distances de 150 Mpc, avec une incertitude d'environ 50 % sur la distance (ou 1.1 m).

Après avoir fait une recherche systématique des groupes de galaxies, De Vaucouleurs détermina la magnitude et le diamètre moyens des cinq premières galaxies de chaque groupe, lesquels servirent ensuite à obtenir les distances relatives des douze groupes les plus proches à l'aide des indicateurs de distances tels que les régions H II et les classes de luminosité. Il a ensuite calibré ces distances relatives à l'aide des indicateurs tels que les céphéides, les novae, les R R Lyrae, et les distances des galaxies du Groupe Local. Il obtint les distances de 40 groupes éloignés, c'est-à-dire d'environ 300 galaxies à 15 Mpc.

Toujours d'après De Vaucouleurs<sup>507</sup>, la méthode à suivre pour construire l'échelle des distances extragalactiques nécessite l'emploi de tous les indicateurs primaires (novae, céphéides, variables R R Lyrae, Supergéantes AB) et secondaires (étoiles les plus brillantes, amas globulaires, les plus grandes régions H II annulaires) afin d'étalonner sans extrapolation arbitraire tous les meilleurs indicateurs tertiaires (magnitudes et diamètres des galaxies), lesquels doivent être précisément corrigés pour tous les effets connus dépendant du type de galaxie, de la classe de luminosité, de l'orientation, de l'extinction interne et galactique, et du déplacement spectral. C'est comme cela que les indicateurs primaires ont servi pour déterminer les distances des galaxies du Groupe Local (GNM, PNM, M31, M33, N 6822, IG 1613) et les distances de NGC 2403; celles-ci



servent ensuite à étalonner les indicateurs secondaires, ce qui permit ensuite d'évaluer les distances d'une vingtaine de galaxies proches ( $\Delta < 10$  Mpc) qui, à leur tour, permettent d'étalonner les indicateurs **tertiaires** (par l'intermédiaires d'un nouvel indice composé de luminosité composée) pour permettre le calcul d'éloignements galactiques plus grands encore.

Cependant d'après Sandage<sup>509,508</sup>, les étapes à suivre sont d'obtenir en premier les distances absolues des Hyades, puis de calibrer la relation période-luminosité P-L des Céphéides. A partir de cette relation, il est possible de calculer les distances des galaxies Sc-Sd-Sm-Ir qui se trouvent dans le Groupe Local, dans le groupe M81, et dans le groupe polaire sud. Il est alors possible de calibrer les dimensions linéaires des régions H II et ensuite de se servir des photographies H- $\alpha$  pour obtenir les distances des galaxies Sc-Sd-Sm-Ir. On peut alors calibrer  $\langle M_{pg} \rangle$  pour les classes de luminosité ScI-IrV. Finalement, Sandage et Tammann obtinrent de nouveaux spectres de plus de 50 galaxies de champ ScI et calculèrent  $H_0$ . La figure (3.5) résume toutes les étapes indiquées au-dessus.

Les valeurs pour  $H_0$  qui ont été obtenues par différents observateurs, sont tabulées au tableau (3.3). Mentionnons que la véritable incertitude dans les valeurs de Sandage est due à des erreurs systématiques. Sandage mesura les dimensions des trois plus grandes régions H II dans 41 galaxies spirales de champ. Les photographies qui suivent (figures 3.6, 3.7) sont quelques exemples de celles obtenues à partir du télescope de 5 mètres de Hale et du réflecteur de 2.5 mètres Hooker. Il a également obtenu la distance de M101 à l'aide des mesures photoélectriques de son contenu stellaire.

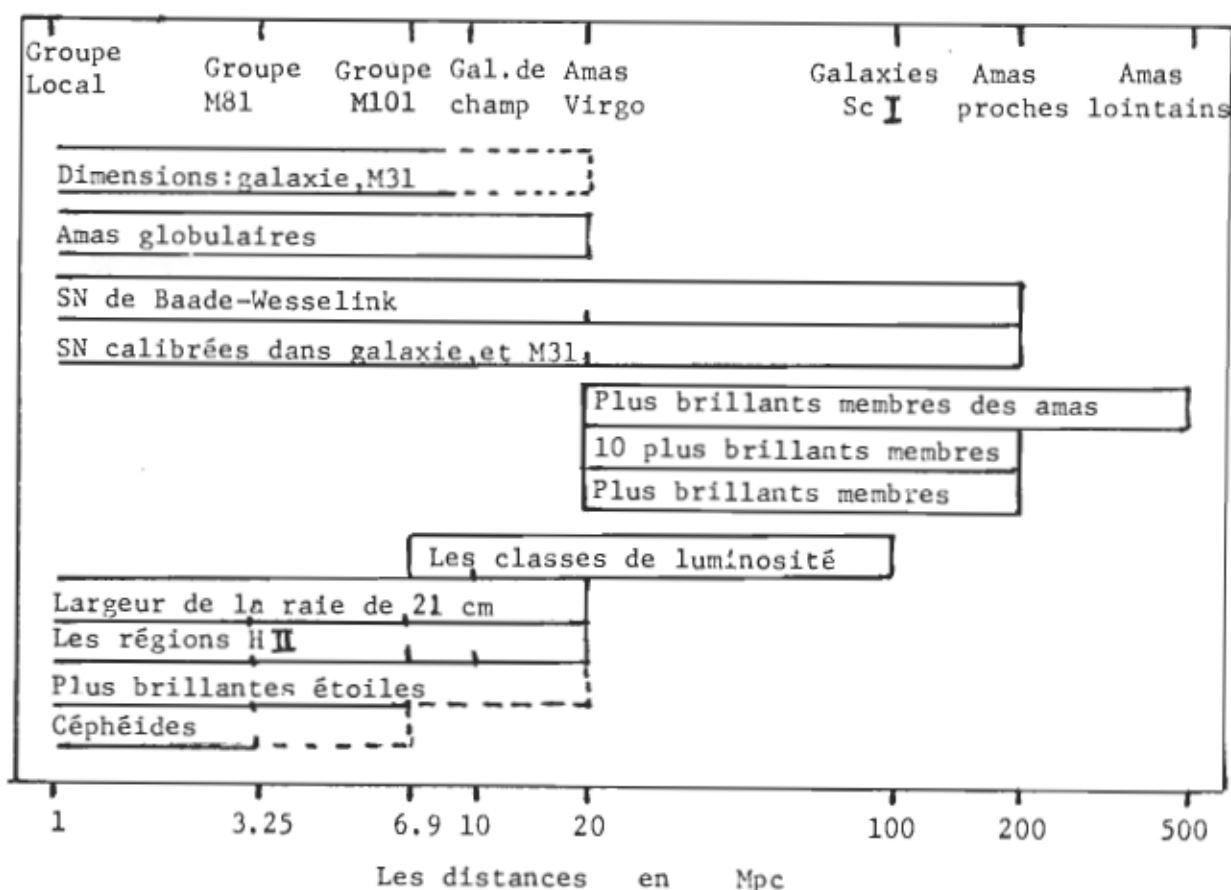


Figure 3.5 Les indicateurs de distances.

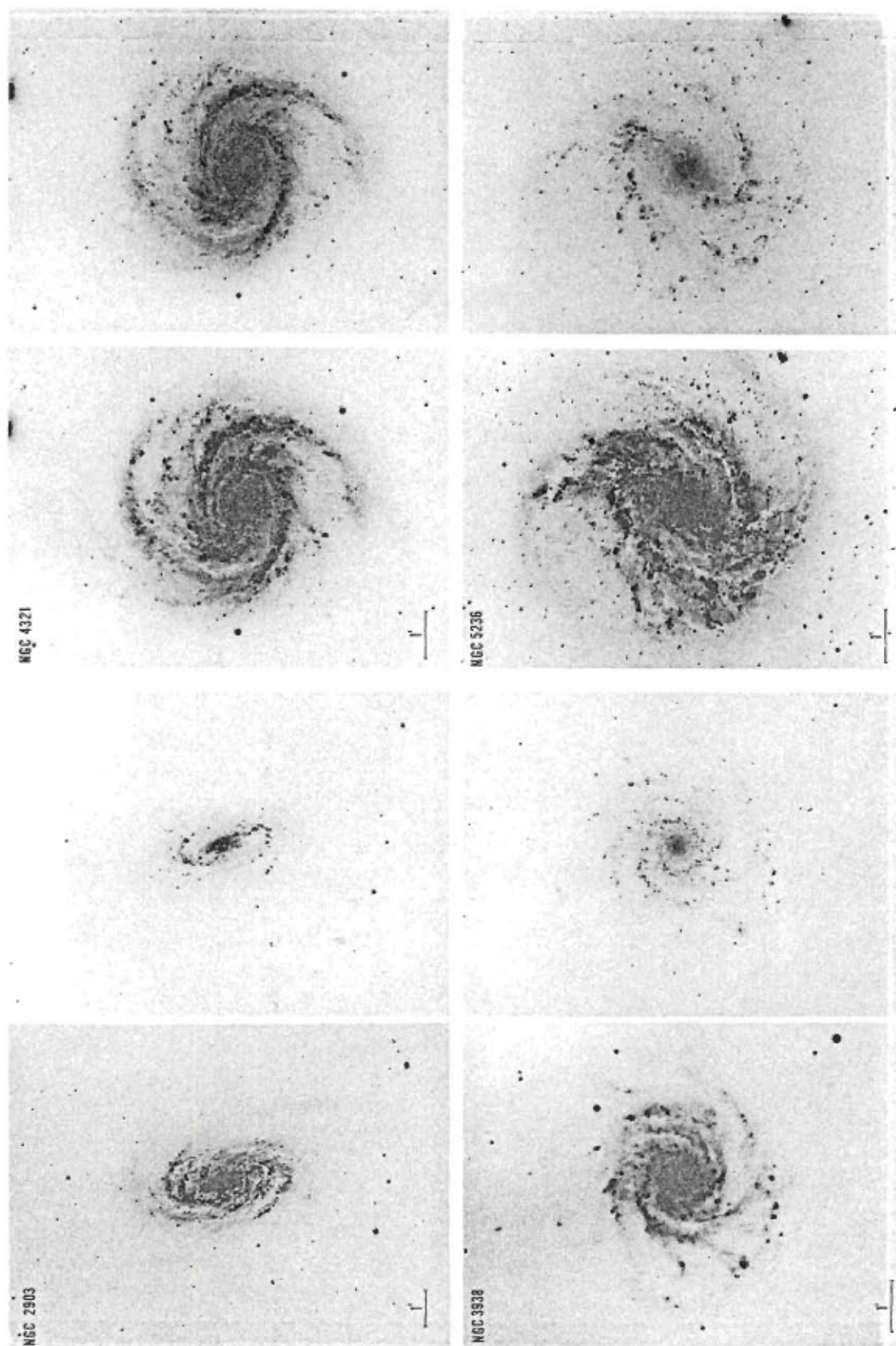
Les valeurs tellement différentes de la constante de Hubble font douter de son isotropie et de sa constance. Les irrégularités<sup>883,882</sup> dans l'expansion de Hubble ont été étudiées par De Vaucouleurs, qui conclua que les variations dans les vitesses étaient dues à la distribution inhomogène des galaxies dans les régions d'Ursa Major, de Coma, et de Virgo, c'est-à-dire dans la supergalaxie locale<sup>880</sup>. En plus, il existerait une rotation<sup>876,873,874,875</sup> générale de cette supergalaxie<sup>881</sup> autour d'un centre situé dans l'amas de Virgo, en plus de l'expansion ordinaire. L'existence de variations<sup>877,878,879</sup> à la loi de Hubble à des distances très éloignées est difficile à démontrer car il est possible que les galaxies observées n'aient pas la même luminosité absolue.

Tableau 3.3 Les valeurs de la constante de Hubble  $H_0$ .

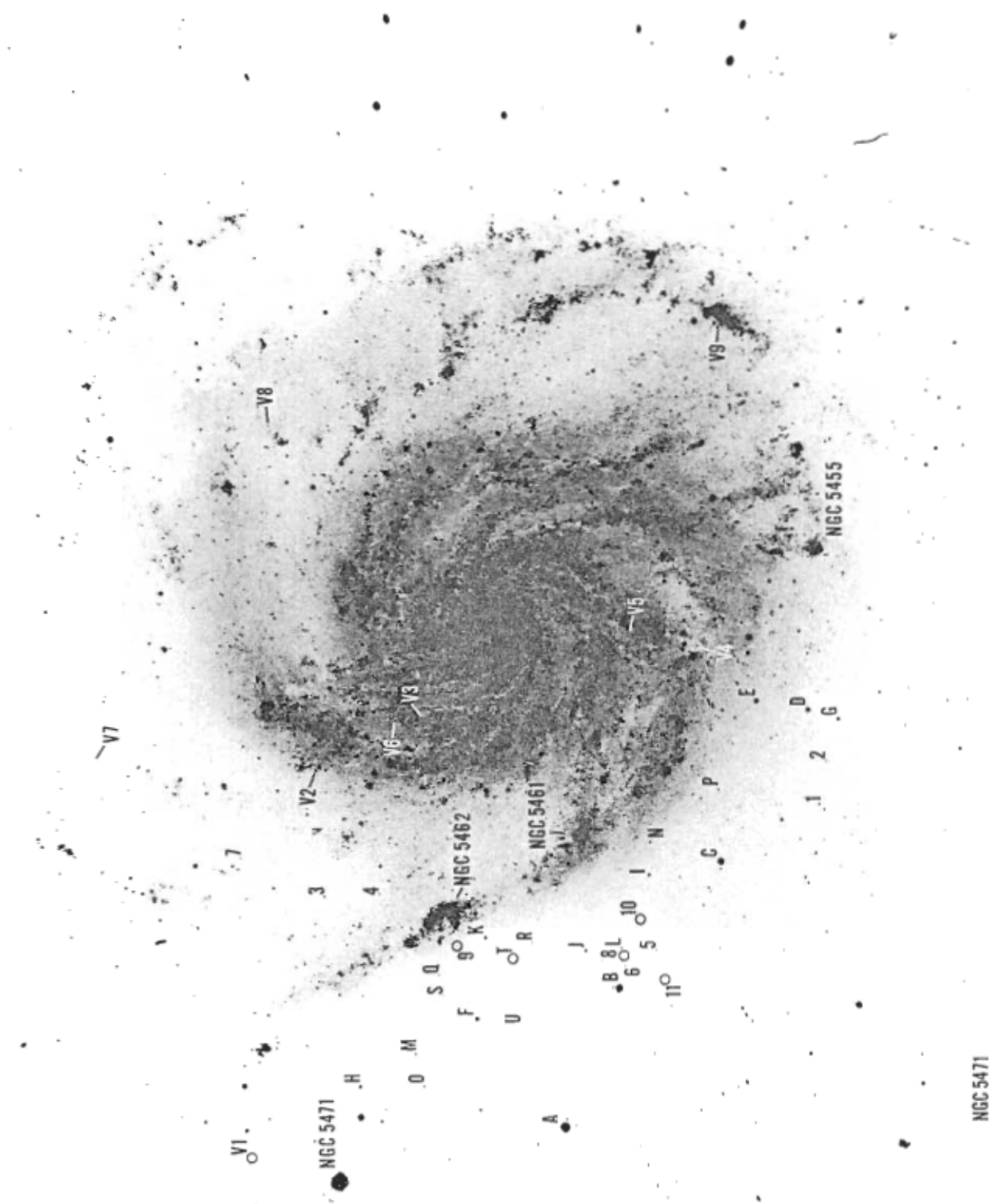
| Référence        | $H_0$ (Km/s/Mpc) | Objet et méthodes utilisés   | Remarques   |
|------------------|------------------|--|---|
| Holmberg         | $80 \pm 35$      | amas de Virgo  | Difficile d'enlever les galaxies de fond situées devant ou derrière l'amas; grandes vitesses d'agitation. |
| Holmberg         | $73 \pm 14$      | amas de Leo  |   |
| Sandage          | 62               | les plus brillants amas globulaires de notre galaxie et les plus brillants amas de NGC 4486 dans Virgo       |   |
| Sandage          | 50               | galaxies spirales lointaines   |   |
| Van den Bergh    | 50               | NGC 224 et 598   |   |
| Abell            | 47               | amas de Coma   |   |
| Tammann          | 69               | à la distance de l'amas du Virgo   |   |
| 515<br>Tammann   | $60 \pm 15$      | comparaison des paramètres de la galaxie (luminosité, masse, diamètre) et ceux de M31, et pour Sb, SbI et II | Limite supérieure pour $H_0$  |
| Weedman          | $51 \pm 4$       | magnitudes "nucléaires" des dix plus brillantes galaxies dans neuf amas riches                               |   |
| Sandage et Hardy | $50 \pm 7$       | les plus brillants amas elliptiques: ScI, Virgo, M51, M101, M81, N4736, ScI                                  |   |
| Noonan           | 54(58, -28)      | la projection linéaire de la vitesse de rotation maximum dans notre galaxie et dans d'autres galaxies        |   |
| 520              |                  |  |   |

Tableau 3.3 (suite)

|   |                |   |  |
|---|----------------|---|--|
| Sandage et<br>Tammann<br>515 516 517<br>531 536 | 57 ± 6         | spiraies dans Virgo; ré-<br>gions H II de 41 galaxies<br>spiraies de champ  | Erreurs systématiques possibles  |
|   | 57 ± 3         | 36 galaxies Sc I  | Module pour les Hyades <sup>518</sup> est<br>(m-M) <sub>0</sub> = 3.03 ; 10 %            |
| Bottinelli<br>519                               | 76             | galaxies observées dans<br>la raie de 21 cm.  |  |
| Teerikorpi<br>522 523                           | 41 ± 3         | il utilisa les mesures de<br>Sandage et Tammann en ten-<br>ant compte de l'effet sélec-<br>tif de la luminosité à des<br>vitesses 2000 km/s |  |
| De Vaucouleurs<br>524                           | 85             | Spirales, groupes, amas   |  |
| Branch<br>525                                   | 49 ± 9         | supernovae de type I  |  |
| Tully et Fisher<br>527                          | 80             | profiles de H I   |  |
| De Vaucouleurs                                  | 100 ± 10       | amas de Virgo (en accord<br>avec la valeur de van den<br>Bergh et celle d'Heidmann  | La valeur de H <sub>0</sub> a été corrigée pour<br>les perturbations dans les vitesses   |
| De Vaucouleurs<br>526 537                       | 88 (1 ± 0.15)  | amas globulaires de 3 amas<br>de galaxies: VirI, ForI,<br>HyaI  | Modules des Hyades: 3.16 ± 0.05  |
| Tully et Fisher<br>529                          | 77<br>75<br>80 | amas de Virgo<br>amas de la grande Ourse<br>avec 74 galaxies de types<br>Sc-Sd  | (Corrélation entre la largeur de la<br>raie de 21 cm et les luminosités<br>des spirales) |
| Branch et Pat-<br>chett <sup>530</sup>          | 40 (25,-13)    | supernovae de type I  | Point zéro de la relation (z,m)  |
| Lynden-Bell<br>532                              | 110 ± 10       | sources super-lumineuses  |  |



**Figure 3.6** Les galaxies qui ont servi à obtenir la constante de Hubble (Voir A. Sandage et G.A. Tammann, Ap.J., 1974, 559-568).



**Figure 3.7** La galaxie supergéante, régulière, M101 dans Ursa Major. Les grandes régions H II sont indiquées sur la figure (A. Sandage et G.A. Tammann, Ap.J., 1974, 194, 223).

D'après Sandage et Tammann, l'existence d'une anisotropie dans le taux<sup>572,573,574</sup> d'expansion de l'univers n'est pas prouvée. L'inconstance observée pourrait être due à une distribution des galaxies qui serait inhomogène sur une échelle de 100 Mpc. Elle pourrait aussi surgir du fait que la fenêtre de l'échantillon des galaxies ScI est trop petite,  $14 < m < 15$  : l'échantillon serait biaisé par cette étroitesse, et par conséquent l'anisotropie ~~à 3 K~~ ne pourrait pas être déterminée correctement par cette méthode. L'anisotropie apparente peut aussi être la conséquence du comportement de la lumière lorsqu'elle se propage à travers les amas<sup>554</sup>.

Rubin, Ford, et Rubin<sup>555,556,575</sup> ont suggéré une distribution non-isotropique dans les vitesses et les magnitudes des galaxies ScI. Mais ce résultat a été très critiqué. Citons quelques exigences pour qu'un échantillon soit examiné dans le but d'y trouver des anisotropies: 1) il doit couvrir tout le ciel, 2) il doit couvrir des sections particulières de vitesses ou distances, 3) il ne doit pas avoir de biais. Mais l'anisotropie apparente peut aussi être comme la conséquence d'un mouvement de notre galaxie et du Groupe Local. L'expansion de Hubble deviendrait uniforme aussitôt que l'on enlèverait ce mouvement. D'après Sandage, une fois cette correction faite, la dispersion dans le diagramme de Hubble est très petite,  $\Delta H/H \sim 5\%$ . Toutefois, cette anisotropie de 5 % n'est pas compatible avec le rayonnement cosmique à 3 K, lequel impose  $V_{\odot} < 300 \text{ km/s}$ <sup>557</sup>.

L'existence possible d'une anisotropie dans la loi de Hubble a été ~~acceptée~~ par d'autres cosmologistes<sup>571,566,570</sup>. Entre autres, Nottale et Vigier<sup>563</sup> ont ~~suggéré~~ l'existence d'un effet continu dépendant de la distance dans une direction donnée. De plus, des observations sur les ga-



laxies de Markarian et l'examen de leur répartition sur le fond du ciel ~~semblent indiquer~~ l'existence de l'anisotropie (l'inconstance) de la constante de Hubble observée pour la première fois par Rubin, Ford, et Rubin<sup>564,565</sup>. C'est la même anisotropie qui a été corroborée par Le Denmat et Vigier à l'aide des supernovae de type I. Par contre, certains croient que l'inconstance est causée soit par une absorption interstellaire<sup>569,567</sup>, soit par des mouvements du type de viriel<sup>570</sup> dans les groupes fermés et les amas.

Comme sommaire à cette section, ~~re~~tenons que Sandage semble avoir définitivement établi que la loi de Hubble est linéaire jusqu'à des décalages spectraux de près de 0.5; par contre, la constante de proportionnalité  $H_0$  est très difficilement la même d'un observateur à l'autre à cause des méthodes dont on se sert afin d'obtenir cette constante, et surtout à cause des objets mesurés (les indicateurs de distance utilisés, etc., dans quelle partie du ciel ces objets sont mesurés).

La figure (3.5) contient les différentes valeurs obtenues pour  $H_0$ ; ces valeurs sont tellement différentes qu'il est difficile de conclure autre chose que  $40 < H_0 < 100$ . Ceci laisse ouverte la possibilité que l'expansion de Hubble soit anisotropique, bien qu'on pense que celle-ci ne dépasse pas 5 %.

### 3.4 LE PARAMETRE DE DECELERATION, $q_0$

#### 3.4.1 LES VALEURS DU PARAMETRE DE DECELERATION

Les prédictions concernant les propriétés de plusieurs modèles d'univers relativistes peuvent être exprimées comme des fonctions d'observables: les *redshifts*, et les luminosités apparentes des galaxies, c'est-à-dire par la relation  $(m, z)$  (voir la définition dans l'introduction 3.1).



L'incertitude la plus sérieuse dans la détermination<sup>501</sup> de  $q_0$  par la relation  $(m, z)$ , est due au changement de la luminosité absolue des galaxies; celle-ci varie à cause de l'évolution du contenu stellaire au début de la formation des galaxies. La figure (3.8) illustre la façon dont le *redshift* varie en fonction du temps au début de la formation des galaxies,  $\tau(z, q_0)$ . Par exemple, dans un modèle avec  $q_0 = 1$ , les galaxies à  $z = 0.4$ , ont l'apparence qu'elles avaient voilà 0.25 fois le temps de Hubble.

Une étude faite par Sandage et Tammann<sup>515, 516, 517</sup> a montré que la valeur locale de la constante de Hubble est pratiquement, régulière, linéaire, et isotropique. Le manque de perturbations importantes dans la vitesse suggère que l'énergie potentielle gravitationnelle est petite comparée à l'énergie cinétique de l'expansion, et qu'en conséquence  $q_0 < 1/2$ . Ce résultat suppose que le milieu intergalactique n'est pas trop dense.

Dans les modèles de Friedmann avec  $\Lambda = 0$ , on peut montrer que  $t_0 = f(q_0) \bar{H}_0^{-1}$ , où  $f(q_0) \leq 1$  pour toutes les valeurs observées de  $q_0$  par Sandage et Tammann, c'est-à-dire,  $0 < q_0 < 2$ . Parce que le temps de Friedmann est plus long que l'âge de notre galaxie, il est possible d'obtenir une limite supérieure pour  $q_0$  en égalant  $t_0$  à l'âge des plus vieux amas globulaires, M15 et M92. Cette valeur montre que  $q_0 < 1/2$  :

$f(q_0) = 18/19.5 = 0.92 \pm 0.08$  et  $q_0 (H_0 = 50) = 0.03 (-0.03, 0.07)$ . Le tableau (3.4) donne des valeurs de l'âge de l'univers pour différentes valeurs de  $q_0$  (temps de formation des galaxies est égale à  $4 \times 10^9$  ans; et l'âge des amas globulaires est  $15 \times 10^9$  ans).

Kruszewski et Semenik<sup>593</sup> firent une analyse des décalages de galaxies dans plusieurs amas et montrèrent que si on ne tient pas compte des corrections dû à l'évolution, l'univers pourrait être aussi bien fermé

| $q_0$      | $f(q_0)$ | $\frac{T_0}{(H_0 = 55)}$ | $\frac{T_0}{(H_0 = 50)}$ |
|------------|----------|--------------------------|--------------------------|
| 0.000..... | 1.000    | 17.73                    | 19.50                    |
| 0.025..... | 0.935    | 16.58                    | 18.23                    |
| 0.100..... | 0.846    | 15.00                    | 16.50                    |
| 0.200..... | 0.779    | 13.81                    | 15.19                    |
| 0.300..... | 0.732    | 12.98                    | 14.27                    |
| 0.500..... | 0.667    | 11.83                    | 13.01                    |
| 1.000..... | 0.571    | 10.12                    | 11.13                    |

Tableau 3.4 La fonction  $t_0 = f(q_0)H_0^{-1}$ .

qu'ouvert. Par contre, si on tient compte des corrections d'évolution, l'univers est plus probablement ouvert.

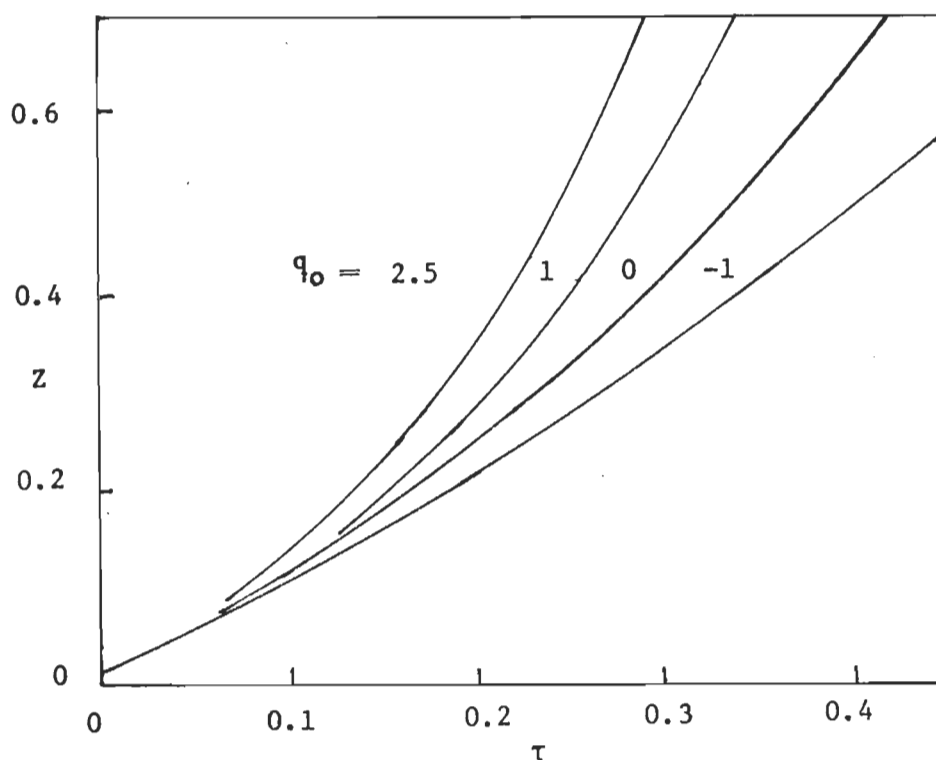


Figure 3.8 La fraction du temps de Hubble,  $\tau$ , pour des modèles simples de Friedmann avec  $\Lambda = 0$ .

Il y aurait trois corrections à faire à la valeur de  $q_0$  :

1) l'évolution de la luminosité des galaxies, laquelle diminuerait la valeur réelle de  $q_0$ , 2) l'effet de l'affaiblissement de la lumière dans le milieu intergalactique, augmenterait<sup>600,596</sup> sa valeur, 3) si la plus

grande partie de la masse de l'univers est concentrée dans les objets individuels, alors la propagation de la lumière se verrait aussi changée, et l'effet devrait augmenter  $q_0$ . Mentionnons que dans ce dernier cas, il est très difficile de déterminer  $q_0$  à partir de la masse de l'univers car l'information ~~qui~~ l'on a sur la masse invisible est insuffisante et, de plus, parce que la seule relation entre la densité de la masse et  $q_0$  exige que l'on suppose un modèle de Friedmann dans lequel la matière est dominante. Ainsi, si on suppose que  $\rho_{\text{gal}} = 3 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$  et que la densité critique est  $\rho_{\text{crit}} \approx 6 \times 10^{-30} \text{ g/cm}^3$ , alors  $q_0 = \rho_{\text{gal}} / 2\rho_{\text{crit}} = 0.025$ . Cette valeur est une limite inférieure absolue pour tous les modèles de Friedmann. Par contre, si on utilise la densité de masse de virielle obtenue en observant la stabilité des amas de galaxies, alors  $\rho_{\text{vir}} = 2.6 \times 10^{-30} \text{ g/cm}^3$  et, par conséquent,  $q_0 = 0.2$ ; ceci favorise un univers ouvert. Si on découvre que la masse "manquante" se trouve dans les galaxies, alors  $\rho \approx 4 \times 10^{-29} \text{ g/cm}^3$ , et ceci serait suffisant pour fermer l'univers. D'autres valeurs de  $q_0$  ont été obtenues par quelques cosmologistes et ont été tabulées dans la tableau (3.5).

### 3.4.2 L'EVOLUTION INTRINSEQUE DES GALAXIES

Les propriétés observables des galaxies éloignées sont la conséquence d'une combinaison de facteurs touchant la cosmologie, la cosmogonie, et l'évolution intrinsèque galactique<sup>321</sup>. Il est donc très important de se demander quelles sont les types d'observations les plus sensibles à chaque facteur, comme par exemple les paramètres d'un modèle cosmologique, le temps de la formation de la galaxie, les couleurs, les luminosités et les dénombrements des galaxies, etc. Un exemple très familier est le diagramme de Hubble; celui-ci est sensible à la valeur du paramètre de décélération  $q_0$ , et aussi au taux d'évolution de la luminosité des galax-

Tableau 3.5 Les valeurs du paramètre de décélération,  $q_0$ .

| Référence                            | $q_0$                                   | Méthodologie utilisée  | Remarques   |
|--------------------------------------|---|--|---|
| Sandage et<br>Tammann<br>515 516 517 | $0 < q_0 < 2$                           | Voir tableau (3.3)   | Tient compte de l'âge<br>des amas globulaire  |
|                                      | $0.03(-0.03,$<br>$0.07)$                | Obtenu à partir de l'âge des amas<br>globulaires, et $H_0 = 50$ .                      | Limite supérieure   |
| Gunn et Oke<br>595<br>514            | $0.33$ et<br>$-1.27$<br>$< 0.1$         | A partir des amas de galaxies, et en<br>tenant compte de l'évolution.<br>Amas du Coma. | En tenant compte de la<br>masse gazeuse interga-<br>lactique  |
| 593                                  | $0.31 \pm 0.68$<br><br>$-0.15 \pm 0.57$ | 3C 295 inclus dans les amas de Gunn et<br>Oke.<br>Sans 3C 295.                         | En tenant compte de<br>l'effet Scott. L'in-<br>fluence des effets<br>d'évolution peut pro-<br>duire une erreur de<br>1.5 dans $q_0$ |
| Rindler<br>597                       | $-10 < q_0 < 5$                         | Amas denses.   | $H_0 = 50$ ; $t = 10^{10}$ ans;<br>$\sigma_0 = 28.4$  |
| 598<br>Hawkins et<br>Martin          | $0.8 \pm 0.3$                           | Ils obtinrent la relation (N,m) pour<br>un grand nombre d'images.                      |   |
| Hickson<br>601                       | $-0.9$                                  | A partir du test $(\theta, z)$ .   | $q_0$ est $-0.8$ après cor-<br>rection pour l'évolu-<br>tion  |
| Tammann                              | $0.1(0.16,$<br>$-0.08)$                 | Voir tableau (3.3)   | $H_0 = 55$  |
| Gott et<br>Gunn                      | $0.025 < q_0 < 0.045$                   | Voir ref. 616  | $49 < H_0 < 65$   |

ies géantes elliptiques. Les tests pouvant être utilisés dans l'étude de la cosmologie et de la formation et évolution des galaxies en fonction des propriétés observables de celles-ci sont très nombreux: les (couleurs,  $Z$ ), les distributions des décalages vers le rouge des galaxies pour certaines magnitudes apparentes, le nombre de galaxies plus brillantes qu'une magnitude apparente donnée, le spectre de la lumière cosmique, et autres. On devrait s'attendre à ce que l'évolution des galaxies devienne plus apparente pour des distances plus grandes. D'après Tinsley<sup>322</sup>, tous ces tests montrent non seulement des effets de l'évolution intrinsèque des galaxies, mais contiennent aussi une information sur les paramètres du décalage vers le rouge depuis le début de la formation des galaxies et de la durée de la formation des étoiles dans les galaxies elliptiques et SO (ici toutes les galaxies ont été classifiées en cinq classes: E, Sab, Sbc, Scd, et Sdm; les SO sont contenues dans les E). Tinsley prit trois modèles de Friedmann avec une constante cosmologique nulle et différents décalages vers le rouge de la formation des galaxies  $Z_f$ . Ses calculs dépendent de quelques fonctions qui elles-mêmes dépendent des décalages vers le rouge: a) la relation  $(l, D)$ , à partir de laquelle on peut obtenir  $m - M = 5 \log D / 10$ , b) la fonction d'un volume co-mobile par unité de  $\log Z$ , c) le temps depuis le Big Bang,  $t(z)$ ; et le temps  $t_0 - t(Z)$ . Ces fonctions dépendent de  $t_0$ ,  $q_0$ ,  $H_0$  et prennent des valeurs différentes pour des modèles cosmologiques différents. On trouve que l'évolution fait apparaître les galaxies plus bleues, car la population des jeunes étoiles devient plus importante lorsque le temps  $t_0 - t(Z)$  augmente. L'analyse des distributions  $(m, Z)$  donne plusieurs résultats. Par exemple, beaucoup plus de galaxies sont observées à  $m_B \sim 20-22$  que dans le cas où il n'y aurait pas d'évolution intrinsèque. L'évolution fait que même les objets les plus

éloignés et intrinsiquement les moins lumineux nous apparaissent avec des magnitudes plus brillantes que dans le cas où l'on ne tient pas compte de l'évolution. Egaleme<sup>nt</sup>, l'évolution montre beaucoup plus de jeunes galaxies à  $m_b = 20$ . L'analyse des distributions des décalages vers le rouge montre qu'une grande fraction des galaxies choisies par leur magnitude apparente pourrait être des objets jeunes ayant des décalages vers le rouge beaucoup plus grands qu'on le croit<sup>323</sup>. Tinsley montra aussi que l'effet de changer  $H_0$  dans les modèles ne produit pas de changements assez importants dans les résultats pour que l'on puisse se décider à propos d'un modèle d'univers; par contre, l'effet de varier  $q_0$  peut être grand. Ceci serait dû au fait que les jeunes galaxies à un  $Z$  donné apparaissent à des magnitudes plus brillantes lorsque  $q_0$  augmente. Finalement, les résultats de l'analyse de la lumière cosmique prédisent que l'intensité de la lumière est beaucoup plus grande si on tient compte de l'évolution.

Tinsley analysa également la brillian<sup>ce</sup> de surface des galaxies et montra que cette brillian<sup>ce</sup> était indépendante de  $q_0$ , et sensible à l'évolution,<sup>325</sup>

En conclusion, si les jeunes galaxies sont visibles et qu'on les identifie dans les dénombrements, et si la plupart des galaxies sont formées à  $Z \lesssim 6$ , alors les dénombrements montreront un excès marqué pour des magnitudes plus brillantes que 22. Tinsley conclut aussi que l'intensité de la lumière prédite est très sensible aux incertitudes de l'évolution des galaxies. Si l'intensité de la lumière s'avère être aussi grande que celle suggérée par les mesures récentes, elle nous donnerait alors une limite supérieure pour les décalages vers le rouge auxquels les galaxies se forment<sup>324</sup>.

Ainsi les corrections faites aux mesures observées à cause de l'évolution intrinsèque des galaxies ne seraient pas négligeables et, si on en tient compte, pourraient réduire la valeur de  $q_0$  par une unité. Un test pour l'évolution de la brillance de **surface** des galaxies serait d'utiliser la variation la brillance apparente de surface des galaxies en fonction de leur décalage vers le rouge. Ce test permet aussi de déterminer  $q_0$  <sup>326</sup>.

D'autres étudièrent les propriétés de l'évolution intrinsèque des galaxies pour lesquelles il est aussi possible d'observer leurs masses et le contenu en hydrogène. Ils montrèrent que lorsqu'un type morphologique va de la forme lenticulaire à la forme irrégulière<sup>327</sup>. Cela ne peut pas être dû à une diminution de la densité du gaz initial dans la proto-galaxie.

Il y aurait une évidence qui indiquerait que les galaxies infrarouges pourraient représenter une étape dans l'évolution intrinsèque d'une galaxie durant laquelle un grand nombre d'étoiles massives se formeraient. Les temps de vie de ces étoiles seraient de  $10^6$  à  $10^7$  années<sup>328</sup>.

L'objet Ton 1542 , à  $Z = 0.064$  , a été décomposé en un brillant noyau quasi-stellaire et en une galaxie spirale de type ScI. Ainsi Ton 1542 serait un exemple d'une galaxie de Seyfert avec un noyau très brillant; ceci supporterait l'évidence d'une continuation allant des galaxies de Seyfert "classiques" aux QSO<sup>329</sup>. Il se pourrait aussi qu'il existe une séquence évolutionniste entre les quasars et les galaxies radio. On obtiendrait un très bon ajustement de la séquence avec les observations si on suppose que pour  $Z = 2.5$  , toutes les sources radio sont en réalité des quasars, et aussi que le nombre de nouveaux quasars par unité de volume

diminue exponentiellement avec le temps cosmologique. Quand un quasar s'éteindrait optiquement, il laisserait derrière lui une galaxie radio<sup>330</sup>.

Une évidence directe de l'évolution de l'univers a pu être obtenue par Hawkins et Reddish<sup>331</sup>. En effet, les photographies montrent des galaxies de très faible luminosité à la magnitude 22 qui auraient des décalages vers le rouge  $Z \sim 0.5$ , c'est-à-dire un grand rougissement  $(B-V) \approx 2$ . Il se pourrait qu'un nombre important de ces images de faible luminosité se situent dans la partie bleue du spectre électromagnétique; ces objets bleus ne seraient pas des galaxies ordinaires mais plutôt des objets classifiables entre les galaxies très bleues et les quasars.

L'évolution intrinsèque des galaxies peut faire changer notre l'interprétation des tests cosmologiques en modifiant les relations entre la magnitude apparente, le diamètre angulaire, le décalage vers le rouge, etc..., prédites par divers modèles. D'après Tinsley, il est possible que l'évolution stellaire et dynamique<sup>332</sup> dans les galaxies elliptiques rendent le diagramme de Hubble peu sensible aux modèles cosmologiques; il est aussi possible que la relation éclat-décalage  $(m, z)$  dépende non seulement de l'évolution mais aussi du modèle cosmologique. Un test de l'évolution des galaxies pourrait être fait à partir des dénombrements des galaxies puisque ceux-ci dépendent aussi du décalage des galaxies au moment de leur formation. En général, d'après Tinsley, les galaxies qui sont très éloignées nous renseignent plus sur leur propre évolution intrinsèque que sur la structure d'un modèle cosmologique. On peut montrer que l'évolution des galaxies affecte beaucoup certains tests cosmologiques. Par exemple, une erreur par une fraction dans la distance se traduit par une erreur semblable dans la décélération, et un changement dans la luminosité intrin-



sèque ou des volumes, peuvent aussi affecter  $q_0$  par une unité.

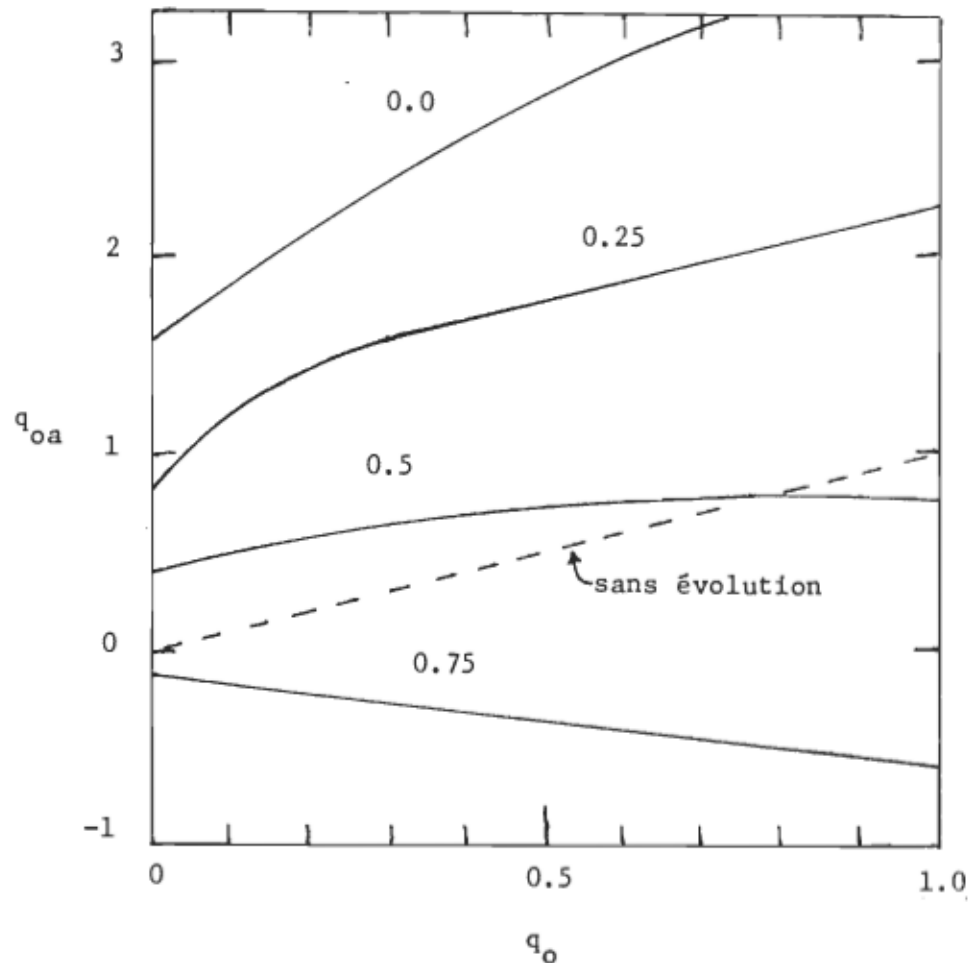
Un important effet de l'évolution stellaire et de l'évolution dynamique des amas de galaxies est que l'on obtient une nouvelle interprétation du diagramme de Hubble. Si on suppose  $\Lambda = 0$ ,  $0 < q_0 < 1$ , et  $\Omega = 2q_0$ , alors l'évolution stellaire diminue la luminosité d'un nombre d'étoiles à la puissance  $(-1.3 + 0.3x)$  avec le temps, avec  $0 \lesssim x \lesssim 1.5$ . Supposons que l'accrétion commença au temps  $t_c = \gamma H_0$ , où  $\gamma \lesssim 0.5$ . Alors l'effet principal de l'évolution est de donner une valeur apparente,  $q_{0a}$ , laquelle est différente de la valeur non-corrigée<sup>333</sup>.

$$\Delta q_0 = q_{0a} - q_0 = \frac{-1.54}{H_0 t_0} \frac{d \ln M(t)}{d \ln t} \quad (3.6)$$

$$\text{avec } \frac{d \ln M(t)}{d \ln t} = -1.3 + 0.3x + \frac{f_0 K}{1 - \gamma (H_0 t_0)^{-1}} \quad (3.7)$$

où  $K$  est la puissance à laquelle l'accrétion varie après  $t_c$ , et  $f_0$  est la fraction de la lumière des étoiles formées par accrétion. Tinsley obtena la figure (3.9) pour  $(d \ln M(t)/d \ln t)_0$  et conclut qu'il est très difficile de dériver  $q_0$  à partir du diagramme de Hubble, si on ne trouve pas de galaxies qui ne sont pas affectées par l'évolution. Ainsi l'interprétation de la relation  $(m, z)$  devrait porter principalement sur les effets de l'évolution stellaire et dynamique et sur les luminosités des galaxies elliptiques.

Mentionnons que la relation entre la brillance de surface et le décalage est bien meilleure que les autres relations pour mesurer l'évolution car le rapport de la brillance observée à la brillance intrinsèque d'une source dépend du décalage vers le rouge sans pourtant dépendre d'un modèle cosmologique quelconque.



**Figure 3.9** La valeur apparente,  $q_{0a}$ , comme une fonction de sa valeur vraie,  $q_0$ . La ligne en tirets est le cas où il n'y a pas d'évolution; les autres lignes sont marquées par les valeurs du paramètre  $f_0K$ , lequel représente l'évolution dynamique.

Le test cosmologique du dénombrement des galaxies contient aussi de grands effets dus à l'évolution. En fait, les dénombrements sont beaucoup plus sensibles à l'évolution qu'au modèle cosmologique. La valeur de  $q_0$  peut être observée sur la figure (3.10). Tinsley<sup>334</sup> montra que les dénombrements représentent un test prometteur non pas pour la valeur de  $q_0$  mais pour l'évolution intrinsèque des galaxies. En résumé, la plupart des tests cosmologiques qui impliquent les galaxies éloignées sont tellement sensibles à l'évolution intrinsèque de ces galaxies qu'ils ne peuvent pas donner des valeurs utiles des paramètres définis dans les modèles cos-

mologiques. Par contre, les mesures des galaxies éloignées permettent de connaître l'évolution stellaire, l'époque de la première formation d'étoiles dans les galaxies, et aussi de connaître les interactions entre les galaxies dans les amas<sup>314</sup>.

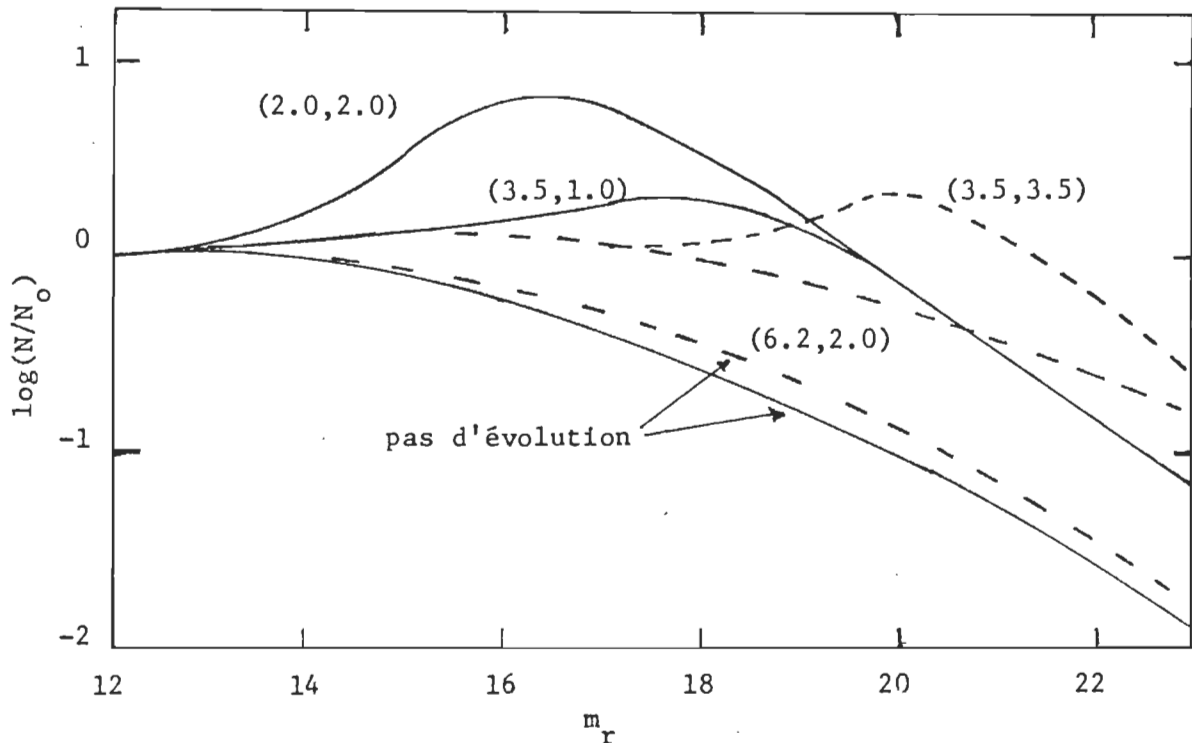


Figure 3.10 Les dénombrements des galaxies. Les lignes solides:  $q_0 = 1.0$ ,  $H_0 = 50$  km/s/Mpc. Les lignes barrées:  $q_0 = 0.02$ ,  $H_0 = 50$ . Les lignes sont marquées par le décalage  $z_f$  de la formation des galaxies, et par le temps de formation en unités de  $10^9$  années.

D'après Gunn et Tinsley<sup>325</sup>, les incertitudes dues à la correction de l'évolution stellaire et aux effets de sélection pour les amas, devraient nous porter à abandonner le diagramme de Hubble en tant que test cosmologique. Ils montrèrent l'importance que la friction de l'accrétion des petits amas de galaxies par les grands amas a sur le diagramme de Hub-

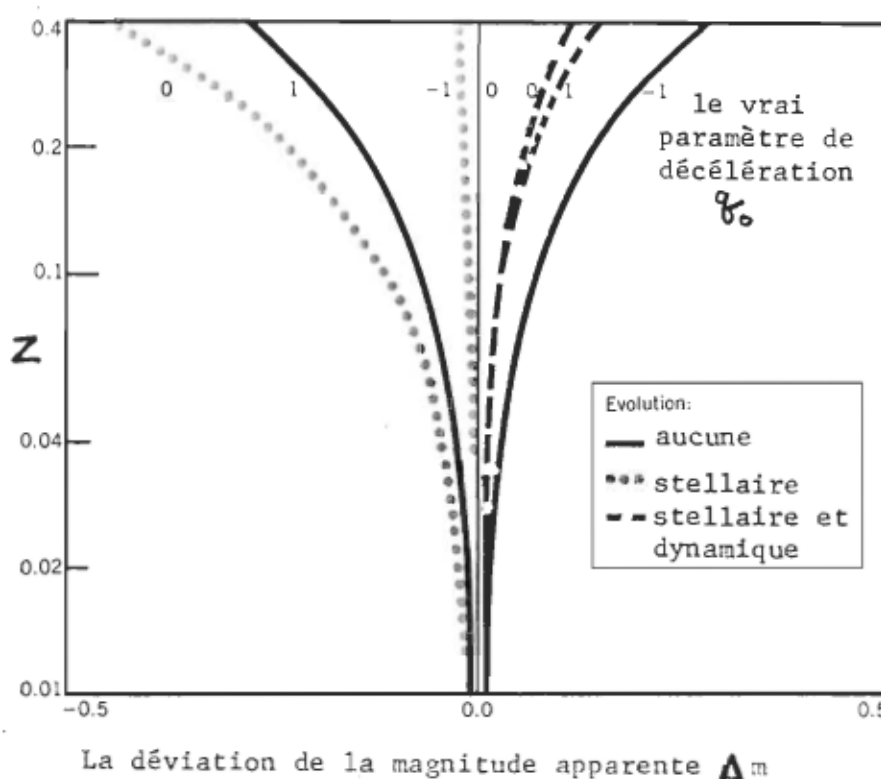
ble, et, par conséquent, sur l'évolution dynamique des amas de galaxies. Cet effet de friction pourrait diminuer de beaucoup la signification du diagramme de Hubble si on ne corrige pas pour cet effet.

D'après Tinsley<sup>326</sup>, le taux d'évolution des galaxies géantes elliptiques est tel qu'il changerait la relation  $(m, z)$  jusqu'à donner une valeur pour  $q_0$  au moins 0.5 plus grande que sa valeur véritable. Une première approximation à la correction de  $q_0$  dû à l'évolution est  $\Delta q_0 = (1 - 0.2x)/H_0 t_0 \sim 0.5$ , où  $x < 5$ . La relation  $(m, z)$ , pour  $z \ll 1$  est donnée par

$$m = c + 5 \log z - 1.09z (A + E + 0.65q_0) + 0(z^2) \quad (3.8)$$

où  $c$  et  $A$  sont des constantes;  $c$  inclut  $H_0$ . L'évolution de la luminosité  $L$  est décrite par  $E = \frac{-1}{H_0 t_0} (d \log L / d \log t)_0$ . Les lignes noires de la figure (3.11) illustrent des modèles qui ne tiennent pas compte de l'évolution, et donnent des magnitudes relativement à celles prédites pour  $q_0 = 0$  et  $E = 0$ . La correction de l'évolution stellaire dans les galaxies elliptiques exigerait que  $E \geq (H_0 t_0)^{-1}$ ,  $\Delta q_0 \geq 1.5(H_0 t_0)^{-1}$ . Les deux lignes pointillées représentent cette correction et contiennent une valeur donnée de  $H_0 t_0$  en accord avec  $\Omega_0 = 0.06$ . Lorsqu'elles sont comparées avec les lignes noires, on voit que la forme de la relation  $(m, z)$  correspond à une valeur apparente de  $q_0$  qui est trop grande par au moins l'unité.

Les effets dû à l'accrétion par le processus de la friction dynamique (l'accrétion est celle par laquelle des petits amas de galaxies sont engloutis par les grands amas) sont très importants. Le taux d'accrétion serait assez rapide pour contrebalancer l'affaiblissement de la lumière



**Figure 3.11** Effet de l'évolution des galaxies sur les relations  $(m, Z)$  relativement à la ligne  $q_0 = 0$  sans évolution.

dû à l'évolution stellaire. Ainsi, la correction finale dû à l'évolution pourrait être proche de zéro. On peut montrer qu'ainsi le diagramme de Hubble est vraiment insensible à  $q_0$ . L'évolution dynamique est représentée par  $E_d = -0.5/(H_0 t_0 - 0.33)$  dans la figure (3.11). Les deux lignes en tirets contiennent les corrections dû à l'évolution stellaire et à l'accrétion; elles illustrent les modèles  $\Lambda = 0$  et  $q_0 = 0.03, 1$ . Dans ce cas là, l'effet de la friction dynamique est de diminuer l'importance de la constante cosmologique et donc de  $q_0$ .

En conclusion à l'évolution intrinsèque des galaxies, si on accepte les modèles de Friedmann comme les modèles les plus représentatifs de l'univers, alors l'évolution intrinsèque des galaxies affectera les pa-

ramètres cosmologiques et peut-être même jusqu'à les rendre pratiquement insensibles. Mais on ne sait pas exactement la quantité de corrections qu'il faut appliquer.

En conclusion à cette section traitant du paramètre de décélération, d'après les valeurs qui ont été tabulées (tableau 3.5), les mesures de ce paramètre ne peuvent pas nous aider à savoir si l'univers est ouvert ou fermé. La raison principale de ceci est que les corrections dues à l'évolution intrinsèque des galaxies dans un passé lointain ne sont pas connues. Peut-être que d'autres tests pourraient répondre à cette question ? Le test de la densité ne peut pas non plus nous assurer que l'univers est vraiment ouvert car (voir section 3.2.4) le problème de la masse manquante est toujours présent. Schwartz<sup>599</sup> proposa d'appliquer le test densité-*redshift* à des amas émettant des rayons-X<sup>604</sup>, mais il faut attendre les résultats.

### 3.5 UNE LIMITE BASSE A L'AGE DE L'UNIVERS

Dans cette section, nous allons examiner les âges des plus vieux objets célestes afin d'obtenir une limite basse à l'âge de l'univers. Les méthodes pour ce faire passent en grande partie par la détermination de l'âge des éléments chimiques par mesure de leur radioactivité. Ce calcul exige qu'on suppose une certaine séquence des événements entre le début du *Big Bang* et le moment actuel.

Les découvertes de la radioactivité, les principes de l'évolution stellaire, et l'expansion de l'univers sont autant de méthodes différentes pour résoudre le problème de l'échelle du temps. Puisque la microphysique d'un nucléus quelconque n'a pas encore été expérimentalement reliée avec la physique de la gravitation sur une grande échelle, il n'y a , à

priori, pas de raison pourquoi l'échelle du temps mesurée par le cadran radioactif devrait être en accord avec celle mesurée par l'expansion de l'univers ou par l'évolution stellaire. Si le temps a des significations différentes dans les équations de la mécanique quantique et de la gravitation, alors il est possible qu'il existe un taux entre les cadrans, et les heures qu'on lira sur ces cadrans divergeront en même temps que la progression cosmique. Les cosmologies de Milne, Jordan, et Dicke sont de ce type; si ces théories sont justes, alors on peut les vérifier en mesurant les différences entre leurs échelles du temps. Supposons maintenant que la genèse de l'univers soit connue; alors il est possible de classifier les événements dans l'ordre suivant: 1) la période de temps depuis la création des premiers atomes d'hydrogène, 2) le commencement de l'expansion de l'univers, 3) la condensation des premières galaxies à partir du milieu prégalactique, 4) la formation des plus vieilles étoiles<sup>538</sup> dans notre galaxie, 5) la formation des éléments chimiques lourds, 6) la contraction gravitationnelle du Soleil et l'isolation du système solaire du milieu interstellaire, 7) l'âge de la croûte terrestre.

On pourrait avoir  $1 \geq 2 \geq 3 \geq 4 \geq 5 \geq 6 \geq 7$ . Afin d'évaluer cette séquence, on doit évaluer les échelles du temps pour chaque événement donné. Les résultats sont seulement des approximations et ne sont pas définitifs. Voyons quelques évidences.

L'âge des plus vieux amas globulaires (M3, M2, M5) est  $14 \times 10^9$  années. Les âges des plus vieux amas stellaires peuvent atteindre  $25 \times 10^9$  années, mais la méthode dont on se sert n'est pas très précise. De plus, pour que de grands amas de galaxies, comme celui de Virgo, aient eu le temps de réaliser leur équilibre gravitationnel, il faudrait qu'ils soi-

ent âges d'au moins de  $10^{15}$  années. De ces objets, seuls les amas globulaires ont un âge dont on est un peu plus certain que les autres.

Une indication sur l'âge d'éléments chimiques<sup>550,553</sup> peut être obtenue à partir d'une analyse des séries d'éléments naturels radioactifs:  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{238}$ , et  $\text{U}^{235}$ . La différence dans le taux de désintégration de  $\text{U}^{235}$  et de  $\text{U}^{238}$  nous donne un cadran radiogénique unique qui, si on suppose une création explosive en quantités égales de ces deux isotopes, peut donner le temps depuis le début de la synthèse de cet élément. Examinons brièvement la méthode utilisée pour en estimer l'âge des éléments chimiques à partir de la filière uranium.

Nous prenons comme point de départ du temps, à  $t = 0$ , la naissance de la galaxie. A ce moment les étoiles commencèrent à se former et leur taux de naissance diminua exponentiellement avec un temps caractéristique  $T$ . Au temps  $t_r$ , les étoiles ayant eu l'évolution la plus rapide passent par le stade de ~~les~~ supernova, et contaminèrent la galaxie avec de l'uranium, du thorium et d'autres éléments lourds. Leur activité diminua avec le même temps caractéristique  $\Lambda$ . Au temps  $t_1$ , la synthèse de la matière destinée à devenir le système solaire s'arrêta; et au temps  $t_0$ , le système solaire se forma. A partir de  $t_1$  jusqu'à aujourd'hui, l'uranium et le thorium solaire se désintégrérent en accord avec la loi de la radioactivité:

$$\frac{dn}{dt} = k \exp(-\lambda(t - t_r)) - \lambda n, \quad t_r \leq t_1 \quad (3.9)$$

où  $k$  est le taux initial de production pour des espèces ayant une constante de désintégration  $\lambda$ . Les produits radioactifs sont:

$$N(t_1) = \frac{k}{\lambda - \Lambda} (\exp(-\Lambda D) - \exp(-\lambda D)), \quad D = t_1 - t_r \quad (3.10)$$



$$N(t_p) = N(t_i) \exp(-\lambda\theta) \quad , \quad \theta = t_p - t_i \quad (3.11)$$

Il est possible d'exprimer  $\Lambda$  en termes de  $D$ ,  $\theta$ ,  $\delta = t_i - 0$ , et la fraction,  $f$ , de la masse galactique (laquelle serait toujours en forme de gaz et de poussière):

$$\Lambda = - \frac{\ln f}{\delta + D + \theta} \quad (3.12)$$

La figure (3.12) illustre l'évolution générale de la galaxie.

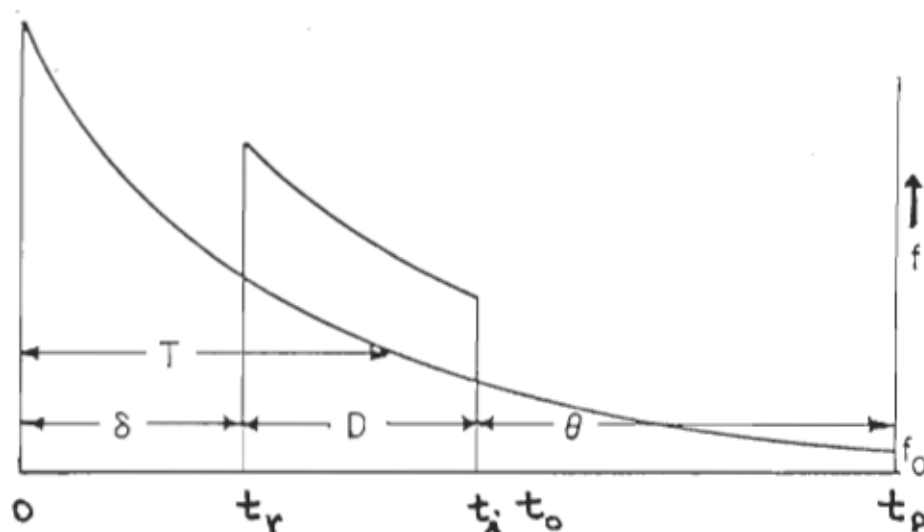


Figure 3.12 L'évolution de la galaxie (d'après Fowler et Hoyle, 1960)

Fowler et Hoyle obtinrent  $\delta + D + \theta = 7.6 + 7.7 + 4.6 = (20 \pm 4) \times 10^9$  années et  $T = 5.3 \pm 0.3 \times 10^9$  années. Mentionnons que le premier maximum de la nucléosynthèse est lié à l'étape initiale de l'évolution intrinsèque de la galaxie lorsque plusieurs étoiles et plusieurs supernovae sont apparues: sa durée est d'environ  $\Delta t \approx 3 \times 10^8$  années<sup>541</sup>.

Une autre technique<sup>539,540</sup> a récemment été utilisée afin d'obtenir l'âge de l'univers<sup>544,552,541,551</sup>. Les étapes de cette technique sont comme

suit: il faut tout d'abord mesurer les sections efficaces de la capture des neutrons pour  $^{186}\text{Os}$  et  $^{187}\text{Os}$ , pour des énergies correspondant aux températures stellaires. La connaissance de ces sections efficaces permet de calibrer le temps de la désintégration radiogénique de la désintégration bêta  $^{187}\text{Re} \rightarrow ^{187}\text{Os}$  et de faire une détermination radiogénique de l'âge de l'univers. On obtient ensuite la durée de la nucléosynthèse,  $\Delta$ , avant la condensation du système solaire:  $\Delta = (12.9 \pm 3) \times 10^9$  années. Cette valeur peut être comparée à la valeur obtenue par la méthode de datation U-Th qui donne  $\Delta = (7 \pm 2) \times 10^9$  années. Si on suppose que l'intervalle de temps  $\theta$  entre la fin de la nucléosynthèse dans la galaxie et le temps présent est  $4.7 \times 10^9$  années, alors l'âge de la galaxie est  $\Delta + 4.7 \times 10^9 = 17.6 \times 10^9$  années. On suppose que le temps depuis le commencement de l'univers et la formation de la galaxie est d'environ  $2 \times 10^9$  années. Donc l'âge de l'univers est  $\sim 19 \times 10^9$  années avec une incertitude pas tellement plus grande que  $4 \times 10^9$  années. Par la méthode U-Th, l'âge de l'univers serait  $(14 \pm 3) \times 10^9$  années.

Finalement, mentionnons que l'âge des plus vieux minéraux est donné par des pegmatites de Monazite de Sierra Leone:  $2.93(\pm 0.20) \times 10^9$  années. L'âge de l'écorce terrestre serait d'environ  $4.5 \times 10^9$  années. On obtient le même âge pour les météorites<sup>546, 547, 548, 545</sup>. L'âge du  $^{10}\text{Be}$  dans les rayons devrait être  $\geq 2 \times 10^7$  années d'après une analyse faite par García-Munoz.

En conclusion à cette section, quoique les techniques dont on se sert pour mesurer les âges des plus vieux objets dans l'univers, et ainsi que ceux des éléments chimiques et de la galaxie, sont sujettes à certaines incertitudes,

il est tout de même possible d'obtenir des limites qui puissent

être utilisées par la suite comme limite basse à l'âge de l'univers.

Les âges des plus vieux amas globulaires sont d'environ  $(14 \pm 1) \times 10^9$  années. L'âge de l'univers comme obtenu par une nouvelle technique qui se sert des mesures des sections efficaces de la capture des neutrons pour  $^{186}\text{Os}$  et  $^{187}\text{Os}$ , est  $(19 \pm 4) \times 10^9$  années.

### 3.6 LE TERME COSMOLOGIQUE

Le terme cosmologique a déjà été examiné dans le chapitre I, et aussi dans la section (2.2.3). La présente section a été ajoutée afin de compléter ce qui a déjà été discuté sur la constante<sup>679,687,678,683</sup> cosmologique. Des limites vont être obtenues pour cette constante.

Tout d'abord, mentionnons que la validité de la métrique de Schwarzschild sans la constante cosmologique a été vérifiée dans le système solaire; cela nous permet d'obtenir des limites pour cette constante. Par exemple, les orbites planétaires sont affectées par le terme  $\Lambda$ , lequel ferait avancer le périhélie de Mercure par  $\Lambda / (3 \times 10^{-42} \text{ cm}^{-2})$  sec. d'arc par siècle. Si on suppose que le mouvement observé du périhélie de Mercure est en accord avec l'hypothèse que  $\Lambda = 0$ , à près de  $0.3''$ , on obtient  $|\Lambda| < 10^{-42} \text{ cm}^{-2}$ .

Il est possible de se servir de certains modèles cosmologiques afin d'obtenir des limites à  $\Lambda$ . En effet, si on suppose que ce terme est négatif, alors l'univers sera en oscillation entre des points singuliers. On peut montrer qu'alors

$$-\Lambda < 3 \left[ \frac{\sin^{-1} \sqrt{q_0 / (1 + q_0)}}{ct_{\text{gal}}} \right]^2 \quad (3.13)$$

et par conséquent,  $-\Lambda < 3\pi^2/(2t_{\text{gal}}c)^2$ . Si on suppose qu'une limite supérieure au paramètre de la décélération est  $q_0 < 3$ , alors on obtient  $-\Lambda < 3 \times 10^{-56} \text{ cm}^{-2} (t_{\text{gal}}/10^{10} \text{ ans})^{-2}$ . Il est aussi possible d'obtenir une limite positive de  $\Lambda$  à partir de la relation

$$2 \frac{\rho_{\text{vir}}}{\rho_{\text{crit}}} = \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} = \lambda a_0^3 \sigma_0 = \frac{\lambda a_0^3}{2 - 3ka_0 \lambda a_0^3} \quad (3.14)$$

(voir section 3.4 pour définition de  $\rho_{\text{vir}}$ )

où  $a_0$  et  $\sigma_0$  sont des paramètres sans dimension de l'expansion et de la densité,  $\lambda = \Lambda/\Lambda_{\text{crit}}$ , et  $\rho_{\text{crit}} = 3H_0^2/4\pi G$ . Pour des modèles ouverts et plats ( $k = -1, 0$ ), la valeur maximale du rapport en (3.14) est égale à l'unité et, par conséquent

$$\Lambda < 3 \left( \frac{H_0}{c} \right)^2 = 0.9 \times 10^{-56} \text{ cm}^{-2} \left( \frac{H_0}{50} \right)^2 \quad (3.15)$$

Mais pour des modèles fermés ( $k = 1$ ), la valeur maximale du côté droit de (3.14), avec  $a_0 = 1$ ,  $\sigma_0^{-1} = \epsilon = \lambda^{-1}$ ,  $\lambda = \Lambda/\Lambda_{\text{crit}}$ : est  $\Lambda c^2/3H_0^2 < \lambda/\epsilon = \lambda \sigma_0$ . Puisque les grandes valeurs de  $\Lambda$  sont possibles seulement dans les modèles de Lemaître ( $\epsilon < 1$ ) avec  $a_0$  (actuelle)  $\sim 1$ . Ainsi le *redshift* de la période quasi-statique  $z_s = a_0 - 1$ , est très petit. Par contre, une valeur trop petite de  $z_s$  est contraire aux observations des quasars (si leurs *redshifts* sont cosmologiques). Aussi on suppose  $z_s > 1$ , et, par conséquent,  $a_0 > 2$ ,  $\sigma_0 > 0.25$ ; on obtient alors

$$\Lambda < 6 \left( \frac{H_0}{c} \right)^2 = 2 \times 10^{-56} \text{ cm}^{-2} \left( \frac{H_0}{50} \right)^2 \quad (3.16)$$

$$\text{et } \rho_{\text{vir}} < \rho_{\text{crit}} = 0.94 \times 10^{-29} \text{ g/cm}^3 \left( \frac{H_0}{50} \right)^2$$

Les équations (3.15) et (3.16) donnent l'intervalle des valeurs possibles pour  $\Lambda$ . Il est évident que ce terme, s'il n'est pas égal à zéro, jouera

un rôle secondaire dans la dynamique de régions de l'univers plus petites que 2500 Mpc, ou des régions avec des densités plus grandes que  $10^{-29} \text{ g/cm}^3$ . D'autres auteurs ont fait d'autres estimés de la valeur de cette constante. Entre autres, Peach<sup>681</sup> supposa que la correction d'évolution dans les magnitudes absolues des amas de galaxies est nulle, et il obtint

$$|\Lambda| \leq 2 \times 10^{-55} \text{ cm}^{-2} \quad (3.17)$$

Chandra<sup>682</sup> se basa sur le modèle d'univers newtonien et de la théorie spéciale et modifia  $\Lambda$  de façon à pouvoir donner une explication à la pression négative dans le modèle d'univers de la théorie stationnaire. D'autres, comme Canuto et Lee<sup>684</sup>, ont suggéré que  $\Lambda$  pourrait être la même constante que celle des théories de jauges à une température 3 K:

$$\Lambda(3 \text{ K}) = \frac{8\pi G}{c^4} \frac{1}{4} \lambda (\sigma^2(T) - \sigma_0^2)^2 \quad (3.18)$$

Une valeur plus récente de  $|\Lambda| \leq 10^{-57} \text{ cm}^{-2}$  a été obtenu par Noerdlinger<sup>685</sup> qui montra que si  $\Lambda$  était négative et assez grande, alors l'univers entier oscillerait. Finalement, mentionnons qu'à partir de  $\sigma_0 \approx 0.01$ ,  $H_0 = 80$ , et l'âge des amas globulaires  $t_0 = (14 \pm 4) \times 10^9$  années, il a été possible<sup>688</sup> de calculer  $|\Lambda| \leq 3 \times 10^{-56} \text{ cm}^{-2}$ . La conséquence de ceci serait que  $\Lambda$  peut affecter seulement des systèmes plus grands que 2000 Mpc. Ainsi l'espace serait hyperbolique; mais on ne peut pas dire si l'expansion durera pour toujours ( $\Lambda > 0$ ) ou si elle se recontractera ( $\Lambda < 0$ ).

En conclusion à cette section, il est devenu évident que le terme cosmologique, s'il existe, ne semble pas avoir de valeur assez grande pour jouer un rôle important sur la dynamique de régions d'univers plus petite qu'environ 2500 Mpc, ou sur des régions ayant des densité plus grandes

que  $\sim 10^{-29} \text{ g/cm}^3$ . En fait on n'est même pas sûr si le terme est positif ou négatif.

### 3.7 L'UNIVERS EST-IL FERME OU OUVERT, ET SERA-T-IL EN EXPANSION POUR TOUJOURS ?

La plus profonde réalisation de la cosmologie moderne est que l'univers évolue dynamiquement. La forme, la grandeur, et le comportement qualitatif dans le temps sont déterminés par sa dynamique (voir les figures 3.1, 3.2, et 3.3).

La contribution des galaxies à  $\Omega_0$  a été estimée par Gott et Turner (section 3.2) d'être égale à  $\Omega^* = 0.06 \pm 0.02$ ; l'existence possible de matière invisible dans la galaxie fait de ce chiffre une limite inférieure de  $\Omega_0$ . Si on suppose que le deutérium ait été formé durant le Big Bang, alors on peut montrer que  $\rho_0 < 4 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ ; et le deutérium est détruit durant l'évolution galactique, la densité actuelle doit être plus basse que cette limite. Les âges des étoiles et des amas globulaires (section 3.5) nous donnent une limite possible pour  $t_0$ , de  $(10 \text{ à } 20) \times 10^9$  années. La figure (3.3) montre le domaine servis par ces quatre contraintes: c'est le triangle centré dans le voisinage de  $\Omega_0 \approx 0.09$ ,  $H_0 \approx 55$ ,  $t_0 \approx 18 \times 10^9$  ans.

Des limites ont déjà été obtenues pour le terme cosmologique dans la section (3.6). Par exemple, si  $\Omega_0 < 0.1$ , alors la condition  $\Lambda > \Lambda_c$  veut que  $q_0 > -1.3$ , et ceci nous donne une échelle pour la distance sur laquelle  $\Lambda$  devrait être important:  $\Lambda/3H_0^2 < 1.35$  ou encore  $c \Lambda^{-1/2} > 1500(100/H_0) \text{ Mpc}$ . Ceci n'empêche pas  $\Lambda$  d'être négatif. Tinsley élimina les modèles de Lemaître "extrêmes" avec  $\Lambda$  juste un peu plus grand que  $\Lambda_c$  et  $q_0 < -1$ ; la raison pour cela est que les propriétés

optiques sont trop différentes de celles des autres modèles de Friedmann. L'absence d'un maximum dans la distribution des quasars, et l'absence d'objets brillants qu'on s'attendait à trouver avec un antipole à  $z < 3$ , éliminent également les modèles dans les pointillés de la figure (3.2). Cette figure illustre aussi la limite  $\Omega_0 > \Omega > 0.04$ . La contrainte imposée sur  $\Omega_0$  par la limite supérieure de  $\rho_0$  telle qu'obtenue à partir de la synthèse du deutérium est montrée pour trois valeurs de  $H_0$ . On voit que pour  $H_0$  entre 30 et 75, les contraintes permettent d'obtenir les modèles oscillants avec  $k < 0$  et  $\Lambda < 0$ , et aussi ceux qui sont en expansion pour toujours avec  $\Lambda \geq 0$  et un signe arbitraire pour  $k$ . Les contraintes qui se basent sur l'âge de l'univers ont aussi été ajoutées. Ainsi en prenant  $t_0 = 16 \pm 2 \times 10^9$  années, comme obtenu par des études récentes sur les âges des amas globulaires et les galaxies elliptiques, ensemble avec  $H_0 = 70 \pm 20$ , on obtient  $H_0 t_0 = 1.1 \pm 0.4$ . Ce résultat indique que pour  $H_0 t_0 > 1$ , le taux d'expansion actuel est plus grand que sa valeur moyenne dans le passé. Mais une telle accélération n'est pas possible si  $\Lambda \leq 0$ . Par conséquent, les valeurs présentes de  $H_0 t_0$  indiqueraient que  $\Lambda > 0$ , et ceci ne contredit pas le résultat  $H_0 t_0 \sim 0.9$  comme il a été prédit pour un modèle avec  $\Lambda = 0$  et  $\Omega_0 \ll 1$ .

En résumé, si on accepte les modèles de Friedmann comme les modèles d'univers, alors on trouve que 1) le diagramme de Hubble et autres tests possibles pour  $q_0$ , sont extrêmement sensibles à l'évolution des propriétés intrinsèques des galaxies, 2) si on suppose que  $\Lambda = 0$ , les données sur la densité suggèrent très fortement que l'univers est ouvert et en expansion pour toujours, 3) si on tient compte de la constante cosmologique, alors les contraintes actuelles sont en accord avec une grande

variété de modèles: l'univers pourrait être spatialement ouvert ou fermé, et il pourrait éventuellement être en expansion pour toujours ou entrer en contraction plus tard. De plus, l'absence des effets optiques associés avec les modèles de Lemaitre, éliminent les modèles avec  $q_0 < -1$ ,  $\Lambda \leq \Lambda_c$  et  $\Lambda \sim \Lambda_c$ . Et finalement, les valeurs de  $\Omega$  montrent que ce paramètre pourrait être tel que  $\Omega_0 \lesssim 0.2$ ; par conséquent, l'univers serait en expansion pour toujours si  $\Lambda \leq 0$ , c'est-à-dire, si  $q_0 < 1$ .

### 3.8 CONCLUSION

On a vu dans la section (3.2.2) que le désaccord qui existe dans les résultats obtenus de la masse des galaxies par des méthodes différentes, porte à croire à l'existence à une densité de masse "invisible" dans les amas; cette densité de masse pourrait être assez grande pour "fermer" l'univers. Par contre, ces méthodes contiennent beaucoup d'incertitudes et ceci fait que l'on ne peut pas conclure actuellement à l'existence de cette "masse manquante".

Les valeurs de la densité moyenne de la matière lumineuse,  $\Omega_{gal}$ , sont indiquées dans le tableau (3.2). On a vu que l'intervalle de densité le plus fiable est  $0.03 \leq \Omega_{gal} \leq 0.1$ . La valeur de  $\Omega_{gal} \approx 0.06 \pm 0.02$ , semble être actuellement la valeur la plus acceptée.

Les observations de l'hydrogène neutre dans l'espace intergalactique ont été mentionnées dans la section (3.2.3), et montrent que sa densité est négligeable. Par contre, les observations du rapport D/H et l'hypothèse que l'univers peut être représenté par le *Big Bang chaud*, portent à croire que la densité de l'univers est  $1.5 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ . Mentionnons également qu'une analyse des autres observations du contenu de l'espace



intergalactique, a montré que la poussière intergalactique aurait une densité égale à  $2 \times 10^{-34} \text{ g/cm}^3$ . Il est évident qu'au point où on en est les observations du milieu intergalactique, la densité d'hydrogène dans ce milieu n'est pas suffisante à fermer l'univers. Même la densité de la poussière intergalactique mesurée par le satellite Copernicus ne peut pas constituer la "masse manquante" nécessaire. On a vu que les amas de Coma et de Virgo, ainsi que le Groupe Local, sont des amas qui nous portent à croire à l'existence de la masse manquante. L'analyse des groupes de galaxies donne aussi un résultat semblable. Il existe plusieurs formes possibles de cette masse invisible mais il faudra attendre qu'elles se révèlent à nous d'une façon plus observable. En résumé, on ne peut pas conclure que l'univers est fermé ou ouvert à partir de sa densité.

Dans la section (3.3), les résultats des observations de Sandage ont établi que la loi d'expansion est linéaire jusqu'à des décalages spectraux de 0.5. Mais la détermination du taux d'expansion  $H_0$ , présente plusieurs difficultés. La première difficulté importante est celle de la calibration de l'univers à l'aide des indicateurs des distances. Ces derniers sont nombreux et sont différents suivant les distances auxquelles les observations sont faites. Plus on s'éloigne, plus les incertitudes augmentent, et l'accumulation des erreurs rend difficile la détermination de  $H_0$ . Une autre difficulté est celle liée à la qualité d'un échantillon d'objets observés. On a vu que certains objets sont très difficiles à observer et à classifier. De plus, il n'est pas facile d'appliquer aux observations les corrections nécessaires; par exemple, l'absorption intergalactique est très mal connue.

Le tableau (3.3) présente des valeurs tellement différentes de la

constante de Hubble, que ces valeurs nous font douter de son isotropie et de son uniformité en profondeur. Les résultats sont tels que l'isotropie et la proportionnalité universelle du *redshift* avec la distance comme prédit pour tous les objets éloignés par les modèles d'univers en expansion, ne peuvent pas être considérés comme des faits actuellement établis. Cette variation pourrait être le résultat d'inhomogénéités, comme décrit par De Vaucouleurs; la suggestion de Rubin-Ford-Rubin sur la distribution non-isotropique dans les vitesses et les magnitudes des galaxies ScI, n'est pas non plus exclue. L'anisotropie dans la constante de Hubble, si elle existe, devrait être telle que  $\Delta H/H \approx 5\%$ .

On a vu dans la section (3.4.1) que l'incertitude la plus sérieuse dans la détermination de  $q_0$  à partir de la relation  $(m, z)$ , est dû au changement de la luminosité absolue des galaxies; celle-ci varie à cause de l'évolution du contenu stellaire au début de la formation des galaxies. L'effet de l'évolution de la luminosité des galaxies est de diminuer la valeur réelle de  $q_0$ . Par contre, il y aurait d'autres incertitudes, comme par exemple l'effet de l'affaiblissement de la lumière dans le milieu intergalactique (lequel va augmenter la valeur de  $q_0$ ), et si la plus grande partie de la masse de l'univers est concentrée dans les objets individuels, alors l'effet serait également d'augmenter la valeur de  $q_0$ . Mentionnons que la valeur  $q_0 = \rho_{\text{gal}}/2\rho_{\text{crit}} \approx 3 \times 10^{-31}/6 \times 10^{-30} \approx 0.025$  est indépendante de  $H_0$  et représente une limite basse pour tous les modèles de Friedmann. Tandis que si on se sert de la densité de masse de viriel,  $\rho_{\text{vir}} = 2.6 \times 10^{-30} \text{ g/cm}^3$ , on obtient  $q_0 = 0.2$ . Ceci favoriserait un univers fermé. En résumé, on ne peut vraiment pas se servir du paramètre de  $q_0$  afin de déterminer si l'univers est fermé ou ouvert. Les

incertitudes dans les mesures sont trop grandes et les corrections à faire sont mal connues.

La section (3.4.2) fait l'objet de l'évolution dynamique des galaxies et de ses effets sur les tests et les paramètres cosmologiques. L'évolution des galaxies affecte l'interprétation des tests cosmologiques en modifiant les relations entre la magnitude apparente, le diamètre angulaire, le *redshift*, etc..., prédites par divers modèles. Tinsley a montré que l'évolution fait apparaître les galaxies plus bleues; on devrait aussi trouver beaucoup plus de galaxies à  $m_B \sim 20-22$  que dans le cas où il n'y aurait pas d'évolution. Tinsley montra que l'effet de changer  $H_0$  dans les modèles ne produit pas de changements importants dans  $q_0$ ; par contre, les jeunes galaxies apparaissent à des magnitudes plus brillantes lorsque  $q_0$  augmente. Toujours d'après Tinsley, l'évolution stellaire et dynamique des galaxies elliptiques rendent le diagramme de Hubble peu sensible aux modèles cosmologiques. Ainsi, le rôle de la relation  $(m,z)$  est plutôt de calculer les effets de l'évolution sur les luminosités. Le taux d'évolution des galaxies géantes elliptiques est tel qu'il changerait la relation  $(m,z)$  jusqu'à donner une valeur pour  $q_0$  au moins 0.5 plus grande que sa vraie valeur.

Les effets de l'accrétion semblent aussi être très importants. Si le taux d'accrétion est assez rapide, il pourrait contrebalancer l'affaiblissement de l'intensité de la lumière dû à l'évolution stellaire.

L'énorme dispersion de la luminosité intrinsèque des radio-sources et des luminosités optiques des quasars, rendent les données dont on se sert afin d'évaluer  $q_0$  pratiquement sans signification. Tinsley montra que les effets dus à l'évolution des sources sur la relation  $(N,z)$  ou

$(N, m)$ , est de rendre  $q_0$  plus petit que sa valeur réelle.

La courbe  $\log(N) - \log(S)$  donne une pente  $\beta = -1.85$  ; ce résultat va contre la validité des modèles relativistes. Il a été suggéré qu'il existe soit trop de sources ayant une faible intensité, ou soit qu'il n'y a pas assez de sources ayant une forte intensité. Mais trop de sources ayant une faible intensité pourraient être le résultat d'un effet d'évolution dans la luminosité ou dans la densité avec le temps, c'est-à-dire que les sources ont été soit plus abondantes, ou soit plus brillantes dans le passé. Si ceci s'avère juste, on pourrait éliminer le modèle de la théorie stationnaire, ou tout au moins le modèle dans sa forme première.

Dans la section (3.5), on a obtenu une limite basse à l'âge de l'univers. Les âges des plus vieux amas globulaires et des galaxies elliptiques sont  $t_0 = (16 \pm 2) \times 10^9$  années; tandis que l'âge de l'univers comme obtenu à partir de l'évolution chimique des galaxies et d'une analyse des séries d'éléments naturels radioactifs, est de  $(19 \pm 4) \times 10^9$  années.

On a également obtenu des limites pour le terme cosmologique dans la section (3.6). Si le terme est négatif, et l'univers est oscillant, et que  $q_0 < 3$ , alors  $-\Lambda < 3 \times 10^{-56} \text{ cm}^{-2} (t_{\text{gal}} / 10^{10} \text{ ans})^{-2}$ . La limite positive a été obtenue à partir de la méthode du viriel:

$\Lambda < 0.9 \times 10^{-56} \text{ cm}^{-2} (H_0 / 50)^{-2}$ , laquelle est pour des modèles ouverts et plats, et  $\Lambda < 2 \times 10^{-56} \text{ cm}^{-2} (H_0 / 50)^{-2}$  pour des modèles fermés. Il est évident que ce terme, s'il n'est pas nul, joue un rôle secondaire dans la dynamique de régions d'univers plus petites que 2500 Mpc, ou des régions avec des densités plus grandes que  $10^{-29} \text{ g/cm}^3$ .

La section (3.7) réunit les résultats obtenus dans les sections

(3.2) à (3.6) inclusivement, et tente d'obtenir des conclusions à propos de la façon dont l'univers évolue dynamiquement dans le contexte des modèles de Friedmann. On a vu que les paramètres  $q_0$ ,  $t_0$ ,  $H_0$  et  $\Lambda$  affectent les relations cosmologiques; leurs effets sont illustrés dans les figures (3.1), (3.2) et (3.3). La valeur de la densité de Gott et Turner, le calcul de la densité de l'univers à partir de l'abondance actuelle du deutérium ( $\rho_0 < 4 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ ), les âges des plus vieux objets ( $t_0 = (10-20) \times 10^9$  années), et le terme cosmologique "critique" sont autant de contraintes dont on se sert afin de déterminer si l'univers est fermé ou s'il est ouvert, s'il est en expansion pour toujours. Un résultat de cette analyse est illustré à la figure (3.4): le petit triangle au centre de la figure est la région permise par les limites qu'on a mentionnées ci-dessus. Ces limites suggèrent que pour  $\Lambda = 0$ , l'univers est ouvert et en expansion pour toujours; mais si  $\Lambda \neq 0$ , alors les contraintes actuelles sont en accord avec une grande variété de modèles: l'univers pourrait être spatialement ouvert ou fermé, et il pourrait éventuellement être en expansion pour toujours ou entrer en contraction plus tard. L'absence des effets optiques associés avec les modèles de Lemaître, peuvent servir à éliminer les modèles avec  $q_0 < -1$ ,  $\Lambda \leq \Lambda_c$ , et  $\Lambda \sim \Lambda_c$ . Puis finalement, les valeurs de  $\Omega$  montrent que ce paramètre pourrait être tel que  $\Omega \leq 0.2$  et par conséquent, l'univers serait en expansion pour toujours si  $\Lambda \leq 0$ , c'est-à-dire, si  $q_0 < 1$ .

En sommaire aux tests cosmologiques appliquées aux sources autres que les galaxies normales, résumons les résultats obtenus à partir des relations cosmologiques. Tout d'abord la relation (S,N) indique un excès de radio-sources (ou un manque de sources brillantes), et ceci indiquerait

possiblement une évolution des sources. Mais comme une telle évolution n'est pas permise dans la théorie de l'état stationnaire (tout au moins dans sa forme première), alors ce serait une évidence contre le modèle d'univers de cette théorie. La relation  $(N,z)$  ou  $(N,m)$  n'est pas assez sensible pour donner des résultats significatifs. On ne peut pas corriger les observations pour les effets dues à l'évolution des sources (en supposant qu'elles évoluent), et pour les effets dues à l'absorption intergalactique (lesquels sont opposés aux effets dus à l'évolution). Le test luminosité-volume donne des résultats en faveur d'une évolution des sources mais les mesures sont très incertaines. Un même résultat incertain suit de la relation  $(\theta,z)$ .

## CHAPITRE IV

### DISCUSSION GENERALE

Dans ce chapitre, tous les résultats des chapitres précédents sont réunis afin de faire ressortir "le" ou "les" modèles d'univers les plus "acceptables". Un modèle "acceptable" est un modèle qui peut donner des explications convenables aux propriétés actuelles de l'univers, à l'origine de l'univers et à son contenu. Il ne faudra pas non plus que ce modèle s'écarte trop des lois actuelles de la physique, quoi que ce ne soit pas là une nécessité. Une classification très générale des modèles d'univers divise ceux-ci en plusieurs catégories: les modèles avec une explosion primordiale, et les modèles qui supposent un "vieillissement" de la lumière ou un changement des constantes fondamentales de la physique avec le temps, ou encore une notion différente du temps que celui de la relativité générale.

Résumons les questions importantes qui permettent de définir les modèles d'univers et aussi de découvrir ceux qui sont les plus représentatifs de l'univers actuel. Ces questions vont être réunies en groupes de façon à faire ressortir les liens importants entre la dynamique des modèles d'univers, la matière, le rayonnement, et les paramètres qui sont calculés à partir des observations actuelles.

A) La dynamique des modèles d'univers.

1) Dans le cas des modèles à explosion primordiale: quelles sont les explications qu'ils donnent à l'existence possible d'un champ magnétique primordial, à la singularité initiale, au problème de "causalité", aux mesures de l'homogénéité et de l'isotropie observée dans la structure et dans plusieurs paramètres des équations dynamiques des modèles eux-mêmes ?

2) Comment prévoit-il la formation des galaxies ?

3) Quelles sont ses explications à l'existence possible d'un champ magnétique intergalactique, aux rotations de l'univers, des amas et des galaxies ?

B) Le rayonnement électromagnétique cosmique.

1) Quelles sont ses explications à l'existence des fonds cosmiques et de leurs isotopies ?

2) Quel est son explication du *redshift* cosmologique ?

C) La matière dans l'univers.

1) Quelles sont ses explications à l'existence des éléments légers, au rapport photon-baryon, à l'âge des plus vieux objets, aux légères inhomogénéités dans l'univers ?

2) Est-il en accord avec les observations faites des objets extragalactique et de leurs tests cosmologiques ?

3) Comment explique-t-il l'évolution intrinsèque des galaxies ?

D) Permet-il l'existence de l'antimatière ?

E) Permet-il aux constantes fondamentales de la physique de varier avec le temps cosmique ?



Dans cet ouvrage, les modèles de la relativité générale (dans sa forme non-modifiée, c'est-à-dire sans la constante cosmologique et sans la composante scalaire de Brans-Dicke-Jordan) sont qualifiés comme étant les modèles les plus "acceptables" pour représenter l'univers actuel. Les raisons ont déjà données dans les conclusions des trois premiers chapitres et ne vont pas être répétées ici. Mentionnons seulement les points importants.

Parmi les modèles relativistes étudiés dans le premier chapitre, les modèles de Friedmann avec  $\Lambda = 0$  et  $p = 0$  sont généralement acceptés comme étant une excellente approximation des caractéristiques dynamiques sur une grande échelle de l'univers: l'homogénéité et l'isotropie. Parmi ces modèles, les modèles d'Einstein-de Sitter représentent le mieux cette approximation. Ces modèles de Friedmann sont définis par l'équation différentielle (1.19). Les solutions de cette équation sont illustrées à la figure (1.4) et sont appelées les modèles standards. Les modèles du *Big Bang chaud* sont de cette espèce.

Notre premier choix est donné au *Big Bang chaud* de Gamow dans sa version moderne, c'est-à-dire la version pouvant donner une explication à l'abondance observée de l'hélium. La théorie se base sur la nucléosynthèse cosmologique décrite dans la section (2.3.2). Les phases de l'expansion de l'univers depuis l'explosion primordiale comme décrits par le *Big Bang chaud* sont résumées dans les figures (2.7) et (2.8), et ainsi que dans les tableaux (2.3) et (2.4). Les succès importants du modèle sont qu'il peut expliquer l'expansion de l'univers, le rayonnement cosmique à 2.7 K, et aussi les abondances des éléments légers ( $D$ ,  ${}^4\text{He}/H$ ,  ${}^7\text{Li}$ ).

Les observations actuelles de l'hélium portent à croire que des

fluctuations initiales ont dû avoir existé dans le *Big Bang chaud*. Ces fluctuations ont pu être dans la température ou/et dans la courbure de l'univers. Elles seraient la cause de la variation cosmique de l'hélium (le *Big Bang* dans lequel la matière interagit avec le rayonnement peut aussi produire les abondances observées de l'hélium). Par contre, une analyse des observations (section 2.2) a montré que l'on ne peut pas être certain que l'hélium fut synthétisé durant le *Big Bang*, et qu'il aurait pu être produit plus tard durant une première phase dans les noyaux des galaxies. La production du deutérium durant le *Big Bang* est plus probable car il est difficile d'imaginer des processus pouvant produire ce noyau sans produire une surabondance du lithium. Mais il y a d'autres sites possibles qui n'ont pas encore été définitivement éliminés.

Mentionnons que les effets des nombres leptoniques non-nuls rendent le modèle du *Big Bang chaud* capable de répondre à plusieurs nouveaux obstacles qui surviendraient avec les "particules nouvelles" (nouveaux leptons associés avec des neutrinos possiblement massifs), ou avec les différentes théories des interactions faibles. Mentionnons également que le problème de la singularité initiale et celui de la causalité ne sont définitivement pas résolus bien que la version moderne semble apporter une solution en supposant l'existence des effets quantiques qui auraient existés au tout début de l'univers (sections 1.3 et 1.4).

Il y a d'autres difficultés aux quelles le modèle du *Big Bang chaud* fait face.

a) Tout d'abord, il peut difficilement admettre un champ magnétique primordial (section 1.12); en effet, si ce champ est trop grand il crée une anisotropie et peut former trop d'hélium.

b) Puis on trouve difficile à admettre que l'univers puisse avoir un âge aussi jeune qu'environ 15 milliards d'années. En effet, lorsqu'on détermine la masse des galaxies par la méthode basée sur la vitesse de dispersion des galaxies dans les amas, les valeurs obtenues reposent sur l'hypothèse de l'état stationnaire des amas. Mais le temps nécessaire à établir un régime stationnaire est de l'ordre de  $10^{11}$  ans, et ceci est en contradiction avec l'âge de l'univers prédit par ce modèle (sections 3.3 et 3.5).

c) Une petite anisotropie (section 1.8) peut causer un changement considérable dans la théorie du *Big Bang chaud*, comme par exemple sur la formation des éléments légers, sur la formation du fond de micro-ondes, sur l'expansion, et sur la formation des galaxies. Une petite inhomogénéité apporte aussi des difficultés de ce genre. On est donc porté à se demander comment l'univers a-t-il eu un début aussi parfait et idéal ?

d) Finalement, ajoutons que ce modèle ne peut pas donner une explication à la grande entropie par baryon qui existe présentement dans l'univers; de plus, il doit supposer des conditions initiales arbitraires pour la densité relative  $\Delta\rho/\rho$  laquelle sert de germe à la formation des galaxies (section 2.2.2).

Le modèle du *Big Bang chaud* a été dit ci-dessus, comme étant le modèle le plus représentatif de l'univers actuel bien qu'il ne puisse pas donner une réponse à toutes les questions importantes qui permettent de définir les modèles d'univers. Le modèle de Lemaître (section 1.5.6) pourrait s'avérer être un modèle d'univers acceptable. Par contre, s'il s'avère juste que des galaxies se forment encore actuellement, alors il existerait beaucoup de "jeunes" galaxies. Cette conséquence serait suffisante

à exclure le modèle. Les autres modèles d'univers n'ont pas, jusqu'à maintenant, pu donner des explications aussi complètes que celles du *Big Bang chaud*. Par contre, ils peuvent servir de base à des modèles d'univers pouvant être qualifiés "d'acceptables". Mentionnons maintenant les points importants avec lesquels ils sont en accord.

1) La cosmologie chronométrique de Segal (section 1.10.3). Cette théorie est essentiellement cinématique; elle est en accord avec les exigences de l'homogénéité spatiale et temporelle, et de l'isotropie. Elle prédit aussi des relations entre les luminosités, les décalages vers le rouge, les diamètres angulaires, et le nombre d'objets extragalactiques. Ces relations ne dépendent pas de paramètres qu'il faut ajuster comme on le fait en relativité générale, c'est-à-dire  $q_0$  et  $\Lambda$ . Une analyse statistique rigoureuse d'un grand nombre d'échantillons de galaxies et de quasars accepte ces relations à des niveaux de probabilité assez élevés. De plus, la distribution des décalages vers le rouge, et de son isotropie, est en accord avec cette théorie. En fait, la théorie chronométrique représente les observations plus efficacement que la théorie de Hubble (voir la figure 1.25).

2) Le *Big Bang* d'Hagedorn (section 1.10.9). Ce modèle peut donner une explication au rapport photon-baryon que l'on observe actuellement dans l'univers. Le modèle d'Hagedorn se base sur une nouvelle statistique des interactions fortes, laquelle est elle-même basée sur des expériences de laboratoire. Cette théorie est fondamentalement plausible et peut résoudre le problème de la singularité initiale.

3) L'univers symétrique (section 1.10.5). Ce modèle peut donner une explication au rapport photon-baryon, et il permet aussi aux éléments

légers de se créer durant les premières phases d'une explosion primordiale et aux galaxies de se former.

4) Le *Big Bang froid* (sections 1.10.7 et 1.10.8). Les modèles froids et tièdes de Carr se servent d'étoiles primordiales ou de trous noirs afin de donner une explication à l'origine des galaxies, des éléments légers, et du fond cosmique de micro-ondes.

5) Le modèle de l'état stationnaire d'Hoyte-Narlikar (section 1.6.5). Ce modèle suppose que l'univers est à la fois homogène dans l'espace et le temps. Il fait aussi l'hypothèse du principe cosmologique parfait. La seule façon de réconcilier ce postulat avec le mouvement en expansion des galaxies est de supposer une création continue de la matière à partir de paquets d'ondes gravitationnels très forts (ou de tensions négatives). Les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement ne sont donc pas respectées au niveau local. Le modèle suppose un vieillissement de la lumière (ce qui est difficilement observable) afin de rendre compte du décalage vers le rouge des galaxies. Mentionnons également que les mesures de  $q_0$  comme obtenus par Sandage (section 3.4) ne sont pas en accord avec ce modèle. Par contre, les effets dus à l'évolution intrinsèque des galaxies (section 3.4.2) peuvent faire changer l'opinion qui existe à propos de ce modèle.

6) L'hypothèse des grands nombres (section 1.11). La cosmologie de Dirac contient une fonction de temps qui évite le problème de la singularité initiale. La théorie est en accord avec un univers en expansion et avec les tests cosmologiques suivants:  $(N, z)$ ,  $(Z, \ell)$ , et  $(Z, \theta)$ . Mais elle doit supposer un effet spécial afin d'expliquer le fond cosmique de micro-ondes. De plus, les effets de la variation des constantes de la physique

avec le temps sont difficilement observables.

7) Les modèles hiérarchisés (section 1.10.6). Ces modèles se basent sur l'analyse des observations des superamas faite par De Vaucouleurs pour montrer que la distribution de la matière dans l'univers n'est pas gouvernée par des lois de la dynamique. Ils satisfont au principe cosmologique quant à l'homogénéité et à l'isotropie de l'univers. Ils ont besoin de se développer beaucoup plus au niveau des observations.

8) Le modèle avec un tenseur-scalaire de Brans-Dicke (section 1.6.2). Cette théorie de la gravitation contient un champ scalaire qui contrôle la force de l'interaction gravitationnelle et contribue à la densité d'énergie. La constante de la gravitation n'est plus une constante dans le temps, l'espace est "plat" et l'expansion est sans limite. Cette cosmologie permet aux éléments légers de se créer durant les premières phases d'une explosion primordiale et aux galaxies de se former après l'explosion. Les tests de la relativité générale n'éliminent cette théorie comme pouvant être une structure possible de l'univers.

Il y a plusieurs arguments qui sont pour ou contre tous ces modèles d'univers. Souvent ces arguments ne sont pas définitifs, c'est-à-dire que l'avancement des travaux d'un modèle particulier pourrait faire changer l'opinion à propos de sa validité.

## APPENDICE

### LES DEFINITIONS ET LES VALEURS NUMERIQUES DES CONSTANTES IMPORTANTES

- $k$  : La structure globale de l'univers est décrite à l'aide de la courbure de l'espace.
- $K$  : La constante de Boltzmann  $= 1.38 \times 10^{-23}$  J/K . Pour créer des particules matérielles à partir du rayonnement, selon la relation d'Einstein  $E = mc^2$  , il faut une énergie  $E$  égale à  $KT$  . Cette relation est utile durant la période hadronique du *Big Bang chaud*.
- $T$  : L'âge de l'univers. C'est aussi la température du *Big Bang* (laquelle change avec le temps).  $(19 \pm 4) \times 10^9$  années, en page 293.
- $t_E$  : L'âge de l'univers pendant la phase d'équilibre de l'univers d'Einstein.
- $H_0$  : La constante de Hubble à l'instant présent. Elle est égale à l'inverse de l'âge de l'univers à l'instant présent,  $t_0$  .
- $q_0$  : Le paramètre de décélération  $= -\ddot{R}R/\dot{R}^2$  . Il est mesuré à l'instant présent et est indépendant du temps. Il est une mesure du taux avec lequel les dimensions de l'univers se décélèrent ou s'accélèrent ( $q_0 = \rho_{gal} / 2\rho_{crit} = 0.025$ , en page 277).
- $\sigma_0$  : Le paramètre de densité défini par  $\sigma_0^2 = 4\pi G\rho / 3H_0^2 = \rho / 2\rho_{Eds}$  où  $\rho_{Eds}$  est la densité dans le modèle Einstein-de Sitter.
- $\Lambda$  : Le terme cosmologique. On interprète quelquefois cette constante comme une répulsion cosmique ( $|\Lambda| \leq 10^{-57} \text{ cm}^{-2}$  en page 295).
- $\lambda$  : La constante cosmologique réduite  $= \Lambda / 3H^2$  (sans dimensions). Elle varie au cours du temps cosmique par l'intermédiaire de  $H$  et  $\sigma$  .
- $\ell$  : La luminosité d'une galaxie.
- $R(t)$  :  $\frac{R}{R_0}$  rayon de l'univers par rapport au temps cosmique.
- $t$  : Le temps  $t$  qui paraît dans l'élément de Robertson est un "temps propre" en tout point de coordonnées comobiles fixes. C'est aussi le "temps cosmique", c'est-à-dire le temps marqué par les horloges des diverses galaxies, synchronisées par échange de signaux lumineux.
- $R_{ik}$  : Le tenseur de Ricci dans les équations d'Einstein.
- $h$  : Certains auteurs définissent la constante de Hubble comme suit:  
 $H = h \times 100 \text{ km} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$  , où on croit que  $h$  est entre 0.5 et 1.0.

- $T_{in}$  : Le tenseur impulsion-énergie.
- $\dot{R}$  : La dérivée première de  $R(t)$ .
- $\ddot{R}$  : La dérivée seconde de  $R(t)$ .
- $p_r$  : La pression de la radiation de l'univers durant les premières phases de l'explosion primordiale.
- $p_m$  : La pression de la matière durant les premières phases de l'expansion.
- $\rho_m$  : La densité de matière:  $2 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$  (page 255).
- $\rho_{rad}$  : La densité de radiation  $= \frac{\alpha T^4}{c^2}$ , où  $\alpha$  est la constante de Stefan.
- $\rho_c$  : La densité de masse de l'univers dans le modèle Einstein-de Sitter comme calculée à partir de  $3H_0^2/(8\pi G) = 1.1 \times 10^{-29} (H_0/75)^2 \text{ g/cm}^3$ . (page 259).
- $\rho_o$  : La densité moyenne de l'univers observable. Elle est de quelques  $10^{-31} \text{ g/cm}^3$ .
- $N(t)$  : Le nombre de particules dans l'univers en fonction du temps.
- $h$  : La constante de Planck  $= 6.63 \times 10^{-34} \text{ J.sec}$ .
- $m(t)$  : La variation de la masse des particules dans l'univers (voir les expériences sur les orbites planétaires).
- $e$  : La charge de l'électron (proton)  $= 9.11 \times 10^{-31} \text{ C}$ .
- $c$  : La vitesse de la lumière  $= 2.9978 \times 10^8 \text{ m/sec}$ .
- $m_p$  : La masse du proton au repos  $= 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$  ( $= 938 \text{ MeV}$ ).
- $g$  : La constante de couplage des interactions faibles.
- $G$  : La constante de la gravitation  $= 6.67 \times 10^{-8} \text{ C.G.S.}$
- $\Omega$  : Le paramètre de la densité baryonique (défini par l'équation 3.1).
- $\xi_e$  : Le paramètre de la dégénérescence des neutrinos électroniques.
- $\xi_u$  : Le paramètre de la dégénérescence des neutrinos muoniques.
- $M/\varrho$  : Il faut faire le calcul de  $\varphi(G) = L \cdot M/\varrho$  afin d'obtenir la densité moyenne dû aux galaxies, où  $L$  est la luminosité totale par unité de volume dû aux galaxies, et où  $M/\varrho$  est une valeur moyenne du rapport masse sur luminosité des galaxies.
- $\Omega_{gal}$  :  $0.03 \leq \Omega_{gal} \leq 0.1$  (page 254).



- $g_{ij}$  : Les composantes d'un tenseur symétrique, le tenseur "fondamental".
- $v$  : La vitesse radiale des galaxies  $= \frac{\dot{R}_0}{R_0} D \equiv H_0 D$ . C'est la loi de Hubble selon laquelle la vitesse est proportionnelle à la distance,  $D$ , avec un coefficient de proportionnalité  $H_0$  (ici  $R_0$  est le rayon de courbure de l'espace).
- $(m, z)$  : C'est la relation magnitude apparente-décalage vers le rouge spectral utilisée comme test cosmologique. C'est aussi le diagramme de Hubble (page 249).
- $(N, z)$  : Le dénombrement de galaxies utilisés comme test cosmologique. Ceci peut se faire par des méthodes photographiques dans lesquelles on dénombre les galaxies plus brillantes que celles qui ont une certaine magnitude donnée. Cela revient à dénombrer les galaxies jusqu'à une certaine valeur,  $z$ , du décalage vers le rouge de leurs spectres.
- $(N, m)$  : La distribution en distance d'amas (en s'appuyant sur la distribution des dix galaxies les plus brillantes dans un amas), est donnée par le  $\log_{10}$  du nombre d'amas  $N$  ayant  $m_{10}$  inférieur ou égal à  $m$  ( $\log_{10} N = 0.6m + \text{constante}$ ). C'est aussi le comptage des galaxies en fonction de leur magnitude apparente.
- $(N, \ell)$  : C'est comme  $(N, m)$  mais  $\ell$  est la luminosité par  $\text{Mpc}^3$ .
- $(N, S)$  : Le dénombrement des galaxies à l'aide de la radioastronomie. La valeur de  $N$  désigne le nombre de galaxies présentant des éclats radioélectriques supérieurs à une valeur donnée  $S$ .
- $(\theta, z)$  : Le  $\log_{10}$  du diamètre apparent  $\theta$ , en unités arbitraires, en fonction du décalage vers le rouge  $z$ , du diamètre linéaire, et pour diverses valeurs de  $q_0$ .
- $z$  : Le décalage vers le rouge cosmologique.
- $m$  : La magnitude apparente d'une étoile ou d'une galaxie. C'est un paramètre qui exprime la luminosité d'un astre en échelle logarithmique.
- $M$  : La magnitude absolue d'un astre. C'est aussi la masse totale de l'univers.
- $m-M$  : Le module de distance  $= 25 + 5 \log_{10} D$ , où  $D$  est en  $\text{Mpc}$ .
- $n$  : La concentration spatiale d'une certaine classe d'astres — par exemple, en galaxies par  $\text{Mpc}^3$  ou en quasars par  $\text{Gpc}^3$ .
- a.l. : Année-lumière  $\approx 10^{13}$  km.
- $ds$  : L'élément de métrique.

# BIBLIOGRAPHIE

- 1) P.R.Chaudhuri, J.Phys.A, Gen. Phys., 3 L5-L8 (1970).
- 2) B. Gal-Or, Found. Phys. (USA), 6(6) (1976) 623-37.
- 3) D.Layzer, Ap. J., 206 (1976) 559-569.
- 4) E.R. Harrison, Comm. Astro.& Space Phys.(GB), 6(2) (1974) 29-35.
- 5) J.Fujimura, Sci. Rep. Yokohama Nat.Univ.(Japan),I 20 (1973) 15-20.
- 6) A.B.Evans,W.Davidson, M.N.R.A.Soc., 165 (1973) 323-336.
- 7) J.Dubois, Orion, 35 Jahrg., (1977) 96-101.
- 8) G.F.R.Ellis, Quart.J.R.A.Soc., 16(1975) 245-264.
- 9) T.W.Cole, M.N.R.A.Soc.,175 93P-96P (1976).
- 10) H.C.Dudley, Multidisciplinary Res. (USA), 4 (1976) 6-25.
- 11) R.Peat, Multidisciplinary Res. (USA), 4 (1976) 44-53.
- 12) B.D.Miller, Ap.J., 208 (1976) 275-285.
- 13) S.K. Srivastava, J.Math. Phys. (USA), 18(11) (1977) 2092-6
- 14) A.M. Walstad, Thèse Univ. Mass., (USA), (1975).
- 15) R.K.Sachs et W.Israel, Proc. Summer School on Relativity,Astrophys. and Cosmology, (1973) 197-236.
- 16) P.J.E. Peebles, AIP Conf. Proc. (USA), 37 (1977) 77-84.
- 17) J.Katz, Intern. J. Theor. Phys., (GB), 10 (1974) 165-173.
- 18) L.S. Levitt, Lett.Nuovo Cimento (Italy), 12(14) (1975) 537-41.
- 19) J.Gribbin, Astronomy (USA), 5(8) (1977) 50-5.
- 20) M.Bailyn, Phys. Rev. D (USA), 15(4) (1977) 957-64.
- 21) P.T.Landsberg et D.Park, Proc. R. Soc. London A, 346 (1975) 485-495.
- 22) G.D.Kerlick, Ann.Phys., 99 (1976) 127-141.
- 23) M.G.Albrow, Nature, Phys. Sci., 241 (1973) 56-57.
- 24) Y.Ne'eman, Intern. J. Theor. Phys., 3 (1) (1970) 1-5.
- 25) G. Wataghin, Atti Accad. Nazionale Lincei, Rendiconti, Cl. Sci. fis., mat.,nat.,8,45 (1968) 45-49.
- 26) F.M. Gomide, Nuovo Cimento B (Italy), 12B(1) (1972) 11-19.
- 27) M. Kowalski, Lett. Nuovo Cimento (Italy),10(5) (1974) 214-16.
- 28) E.Nowotny, Ap. J., 206 (1976) 402-410.
- 29) T.L.May, Thèse Univ. Illinois, Univ. Microfilms, Ann Arbor, Mich.,U.S.A. Order 71-14861, (1970)
- 30) P.T. Landsberg, Energy and Physics, (1976) 253-255.
- 31) B. Krygier et J.Krempec, Astron. & Astrop. (germany) , (1977) 61(4,2) 539-43.
- 32) T.L. May, Ap.J. , 199 (1975) 322-327.
- 33) T.L. May, Bull. Amer. Astron. Soc. , 6 (1974) 450.
- 34) K.Arai et T. Fukui, Sci. Rep. Tohoku.,1, 57 (1974) 30-40.
- 35) T.Fukui, Sci. Rep. Tohoku Univ., (1975) 200-213.
- 36) J.Kulhanek, G. Szamosi, G. Kuper et A. Peres, Intern. Seminar on Relativity and Gravitation, (1971) 221-4.
- 37) R.F. Sistero, Astrop. Space Sci., 17 (1972) 150-160.
- 38) W.H. Mc Crea, Observatory, 95 (1975) 13-15
- 39) S.J. Prokhovnik, Intern. J. Theor. Phys., (GB), 9 (1974) 291-303.
- 40) G.C. Omer Jr. et J.P. Vanyo, Ap. J. , 145 (1966) 555-559.
- 41) P.T. Landsberg et R.K. Pathria, Ap. J. ,192(3,1) (1974) 577-9.
- 42) G.O. Abell, Annual Review Astron. & Astrop., 3 (1965) 1-22.
- 43) A. Agnese, M. La Camera et A. Wataghin, Il Nuovo Cimento X, 66B (1970) 202-216.
- 44) A.A.Grib et V.M. Mostepanenko, Zh. Eksp. and Teor. Fiz. Pis'ma V Red.

- USSR, 25(6) (1977) 302-5.
- 45) Yodzis P., Proc. Roy. Irish Acad. A, 74(8) (1974) 61-66.
  - 46) J.E. Gunn, B.M. Tinsley, Nature 257 (1975) 454-457.
  - 47) T. Gold, Nature, 242 (1973) 24-25.
  - 48) F.J. Tipler, Nature (GB), 270(5637) (1977) 500-1.
  - 49) B. Kuchowicz, Current Sci. 44 (1975) 537-538.
  - 50) A. Ibrahim et Y. Nutku, Gen. Relativ. Gravitation, 7 (1976) 949-958.
  - 51) Z. Horak, Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia, 25 (1974) 287-292.
  - 52) R. Simon, Astron. Astrop., 11 (1971) 161.
  - 53) G. Arcidiacono, Gen. Relat. & Gravitation (USA), 8(10) (1977) 865-70.
  - 54) G.L. Murphy, Phys. Lett. A (Netherlands), 60A(1) (1977) 8.
  - 55) C.B.G. McIntosh et J.M. Foyster, Aust. J. Phys., 25 (1972) 83-9.
  - 56) L.P. Hughston et L.C. Shepley, Ap. J., 160 (1970) 333-336.
  - 57) H.P. Robertson et T.W. Noonan, *Relativity & Cosmology*, Saunders, (1968).
  - 58) R. Goldoni, Gen. Relat. & Gravit. (USA), 7(9) (1976) 743-55.
  - 59) J.P. Kobus, Found. Phys., (GB), 4 (1974) 53-64.
  - 60) G. YU. Treder, Astrofizika (USSR), 12(3) (1976) 511-19.
  - 61) H. Yilmaz, Nuovo Cimento B, 11, 10B (1972) 79-101.
  - 62) C. Aragone et A. Restuccia, Nuovo Cimento Lett. 2, 4 (1972) 962-4.
  - 63) S. Banerji, Phys. Rev. D, Particles & Fields, 9 (1974) 877-882.
  - 64) E.R. Harrison, Phys. Rev. D, 8 (1973) 1916.
  - 65) V. Canuto, S.H. Hsieh et P.J. Adams, Phys. Rev. Lett. (USA), 39(8) (1977) 429-32.
  - 66) V. Canuto, P.J. Adams, S.H. Hsieh et E. Tsiang, *Gauge Covariant theory of gravitation*, Institute for space studies, Goddard Center, (1977).
  - 67) I. Goldman et N. Rosen, Ap. J., 212 (1977) 602-604.
  - 68) N. Rosen, Ap. J., 211(2,1) (1977) 357-60.
  - 69) N. Rosen, Gen. Relat. Gravit., 6 (1975) 259-267.
  - 70) B. Kuchowicz, Acta Cosmologica, Fasc. 3 (1975) 109-129.
  - 71) B. Kuchowicz, Postepy Astron. (Poland), 25(1) (1977) 27-33.
  - 72) B. Kuchowicz, Astrop. & Space Sci. 00, 0-00, (1975).
  - 73) V.A. Ruban et A.M. Finkelstein, Gen. Relat. & Gravit., 6(6) (1975) 601.
  - 74) R.C. Barnes, C. Eisenmann et R. Prondzinski, Bull. Americ. Astron. Soc., 7 (1975) 236.
  - 75) R.E. Morganstern, Phys. Rev. D, 7 (1973) 1570-79.
  - 76) S.K. Luke et G. Szamosi, Astron. Astrop., 20 (1972) 397-405.
  - 77) V.A. Ruban et A.M. Finkelstein, Gen. Relat. Gravit. 6 (1975) 601-638.
  - 78) A.K. Raychaudhuri, Progr. Theor. Phys. Japan, 53 (1975) 1360-64.
  - 79) R. Burman, Nuovo Cimento Lett 2, 4 (1972) 643-4.
  - 80) B.M. Barker, Ap. J., 219 (1978) 5-11.
  - 81) N.T. Bishop, M.N.A.Soc., 176 (1976) 241-47.
  - 82) V. Caloi et C. Firmani, Astrop & Space Sci. 10, (1971) 309-327.
  - 83) W. Kaufmann, Mercury, 5(3) (1976) 2-8.
  - 84) F. Hoyle et J.V. Narlikar, *Cosmology, Fusion & Other Matters*, éd. F. Reines, Colorado Univ. Press, (1972).
  - 85) F. Hoyle et J.V. Narlikar, M.N.R.A.Soc., 155, (1972) 323-335.
  - 86) J.M. Barnothy et B.M. Tinsley, Ap. J., 182 (1973) 343-9.
  - 87) P. Hut, Nature (GB), 267(5607) (1977) 128-30.
  - 88) R.V. Wagoner, Gen. Relat. Gravit., 7 (1976) 333-337.
  - 89) J. Darius, New Scientist, 72 (1976) 202-4.
  - 90) K.W. Weiler, R.D. Ekers, E. Raimond et K.J. Wellington, Astron. Astrop., 30 (1974) 241-8.
  - 91) K.H. Schatten, Astrop. & Space Sci., 34 (1975) 467-480.
  - 92) E.B. Fomalont et R.A. Sramek, Ap. J., 199 (1975) 749-55.
  - 93) W.H. Press, Astrop. J., 205 (1976) 311-317.

- 94) V.C. Rubin, Colloque intern. C.N.R.S. no 263, *L evolution des galaxies et ses implications cosmologiques*, (1977).
- 95) M. Kubo, Publ. Astron. Soc. Japan, 27 (1975) 111-7.
- 96) V.N. Lukash, I.D. Novikov et A.A. Starobinsky, Nuovo Cimento B (Italy), 35B(2) (1976) 293-307.
- 97) R.A. Matzner, M.P. Ryan et E. Toton, Nuovo Cimento B, 14 (1973) 161.
- 98) A.M. Anile, Astrop. & Space Sc., 29 (1974) 415-26.
- 99) J. Peter Valk et P.G. Eltgroth, J. Math. Phys., 11 (1970) 7 2212-22.
- 100) B.K. Berger, Phys. Rev. D, 12(2) (1975) 368-75.
- 101) K.A. Dunn et B.O.J. Tupper, Ap.J., 204(2,1) (1976) 322-9.
- 102) S.W. Hawking et R.J. Tayler, Nature, 209 (1966) 1278-9.
- 103) R. Kantowski, Dissertation, Univ. Texas, Physique, *Some Relativistic Cosmological Models*.
- 104) E.P.T. Liang, Ap.J., 211 (1977) 361-376.
- 105) R.A. Matzner, Ap.J., 171 (1972) 433-448.
- 106) Z. Klimek, Acta Cosmologica, Fasc. 3 (1975) 49-53.
- 107) Z. Klimek, Acta Astron., 25 (1975) 79-93.
- 108) S.R. Roy et S. Prakash, J. Phys. A (GB), 9(2) (1976) 261-7.
- 109) M. Heller et L. Suszycki, Acta Phys. Polonica B, B5 (1974) 345-51.
- 110) G.L. Murphy, Phys. Rev. D, 8(12) (1973) 4231.
- 111) M. Heller et Z. Klimek, Astrop. & Space Sci., 33 (1975) L37-L39.
- 112) N. Caderni et R. Fabbri, Phys. Lett. B, 69B(4) (1977) 508-11.
- 113) G.L. Murphy, Phys. Lett. A, 62A(2) (1977) 75-7.
- 114) Z. Klimek, Acta Astron. (poland), 26(3) (1976) 215-26.
- 115) H. Nariai, Prog. Theor. Phys. (Japan) 58(3) (1977) 842-4.
- 116) A.R. Moser, R.A. Matzner et M.P. Ryan, Ann. Phys., 79 (1973) 558-79.
- 117) J.M. Nester et J. Isenberg, Phys. Rev. D, 15(8) (1977) 2078-87.
- 118) A.R. King et G.F.R. Ellis, Commun. Math. Phys., (Germany), 31 (1973) 209.
- 119) J. Barrow, M.N.R.A. Soc., 175 (1976) 359-70.
- 120) A. Raychaudhuri, Phys. Rev. 98 (1955) 1123.
- 121) G.E. Sneddon, J. Phys. A (GB), 9(2) (1976) 229-38.
- 122) O.I. Bogoyavlenskii, Teor. & Mat. Fiz (USSR), 27(2) (1976) 184-9.
- 123) M.P. Ryan Jr, J. Math. Phys., (NY), 15 (1974) 812-5.
- 124) M. Giesswein et E. Streeruwitz, Acta Phys. Austriaca, 41 (1975) 41.
- 125) T. Eguchi et P.G.O. Freund, Phys. Rev. Lett., 37 (1976) 1251-4.
- 126) C.J.S. Clarke, Philos. Sci. (USA), 41(4) (1974) 317-32.
- 127) V.T.S. Gurovich, Zh. Eksp. & Teor. Fiz. (USSR), 73(2) (1977) 369-76.
- 128) L.H. Ford et L. Parker, Phys. Rev. D, 16(6) (1977) 1601-8.
- 129) J.E. Jones, Ann. Phys. (USA), 101(2) (1976) 380-93.
- 130) H. Nariai, Prog. Theor. Phys. (Japan), 58(2) (1977) 560-74.
- 131) C.W. Misner, Phys. Rev. D, 8(10) (1973) 3271-85.
- 132) B.K. Berger, Phys. Rev. D, Particles & Fields, 11 (1975) 2770-80.
- 133) C.B. Collins et J.M. Stewart, M.N.R.A. Soc., 153(4) (1971) 419-34.
- 134) M.P. Ryan Jr, Ann. Phys. (USA), 68(2) (1971) 541-55.
- 135) E.P.T. Liang, Phys. Rev. D, Particles & Fields, 5 (1972) 2458-66.
- 136) C.B. Collins, J. Math. Phys. (USA), 18(11) (1977) 2116-24.
- 137) D. Eichler, Ap. J., 218 (1977) 579-81.
- 138) C.B. Collins et S.W. Hawking, Ap.J., 180 (1973) 317-34.
- 139) B.L. Hu, Phys. Rev. D, 12 (1975) 1551-62.
- 140) C.W. Misner, Phys. Rev. Lett., 22 (1969) 1071-4.
- 141) R.A. Matzner et D.M. Chitre, Commun. Math. Phys., 22 (1971) 273-89.
- 142) E.A. Rauscher, U.S. Energy Res. & Development Admi. Contrat W-7405-Eng-48 LBL-4353, (1975).
- 143) J. Pachner, *External Galaxies and Quasi-Stellar Objects*, éd. Evans D.E.,

- (I.A.U. Symp.44,1970), Reidel Cie, Dordrecht-Holland, (1972).
- 143) S. Hawking, M.N.R.A.Soc., 142 (1969) 129-141.
  - 144) F.M. Gomide, Res. Brasil. Fis., 3(1) (1973) 3-16.
  - 145) C.B. Collins et S.W. Hawking, M.N.R.A.Soc., 162 (1973) 307-20.
  - 146) A.M. Wolfe, Bull. Amer. Astron. Soc., 2 (1970) 225-6.
  - 147) J. Silk, M.N.R.A.Soc., 147 (1970) 13-19.
  - 148) A.J. Fennelly, Thèse Univ. Yeshiva, N.Y., U.S.A., Univ. Microfilms, Order no 75-20584, *The Rotation of the universe*, (1975).
  - 149) A.J. Fennelly, Ap.J., 207 (1976) 693-699.
  - 150) C.W. Misner, Nature, 214 (1967) 40.
  - 151) J.G. Miller, J. Math. Phys., 14 (1973) 486.
  - 152) M. Cahen, R. Debever et L. Defrise, J. Math. Mech., 16 (1967) 761.
  - 153) M. Sakoto, C.R. Acad.Sci. Paris, 284A (1977) 633-6.
  - 154) J. Lathrop et R. Teglas, Nuovo Cimento B (Italy), 43B(1) (1978) 162.
  - 155) V. Canuto, Ap. J., 205 (1976) 659-673.
  - 156) M.F. Shirokov et I.Z. Fisher, Sov. Astr. USA, 6 (1963) 669.
  - 157) G.F. Chapline, Nature, 261(5561) (1976) 550-1.
  - 158) E.P.T. Liang, Phys. Rev. D, 16(12) (1977) 3369.
  - 159) E.R. Harrison, Phys. Rev. D, 1(10) (1970) 2726-30.
  - 160) E.P. Liang, Ap.J., 204 (1976) 235-250.
  - 161) P.D. D'Eath, Ann. Phys., 98(1) (1976) 237-263.
  - 162) W.B. Bonnor, M.N.R.A.Soc., 167 (1974) 55-61.
  - 163) P. Szekeres, Commun. Math. Phys., 41 (1975) 55-64.
  - 164) D.A. Szafron, J. Math. Phys. (USA), 18(8) (1977) 1673-7.
  - 165) W.B. Bonnor et N. Tomimura, M.N.R.A.Soc., 175 (1976) 85-93.
  - 166) C.C. Dyer, Thèse Univ. Toronto, *Observational aspects of locally inhomogeneous cosmological models*, (1973).
  - 167) C.C. Dyer, R.C. Roeder, Ap.J., 189 (1974) 167-175.
  - 168) S. Mavrides, Colloque intern. du C.N.R.S. 263, *L evolution des galaxies et ses implications cosmologiques*, (1977).
  - 169) W.B. Bonnor, M.N.R.A.Soc., 159 (1972) 261-8.
  - 170) V. Canuto, Ap.J., 205 (1976) 659-673.
  - 171) D.D. Sokolov et A.A. Starobinskij, Astron. Zhurn. Akad. Nauk SSSR, 52 (1975) 1041-8. (Voir transl. Soviet Astron., 19 no 5 ).
  - 172) R.I. Epstein et V. Petrosian, Ap.J., 197 (1975) 281-4.
  - 173) J.D. Barrow, Nature, 267 (1977) 117-120.
  - 174) M. Novello, Phys. Lett. A (Netherlands), 61A(5) (1977) 293-4.
  - 175) S.P. Bhavsar, Ap.J., 222(2,1) (1978) 412-20.
  - 176) W. Davidson et A.B. Evans, Intern. J. Theor. Phys. (GB), 7 (1973) 353.
  - 177) A.B. Evans, Nature, 252 (1974) 109-10.
  - 178) J.P. Vinti, Bull. Amer. Astron. Soc., 7 (1975) 341.
  - 179) D. Galletto, Atti Accad. Sci. Torino I (Italy), 110(5-6) (1976) 335.
  - 180) P. Szekeres, J.R. Rankin, J. Aust. Math.Soc. B (Australia), 20(1) (1977) 114-28.
  - 181) G.W. Barry, Ap. J., 190 (1974) 279-82.
  - 182) B.J. Carr, Astron. Astrop. (Germany), 56(3,2) (1977) 377-383.
  - 183) B.J. Carr, Ap.J., 206 (1976) 8-25.
  - 184) G.F. Chapline, Nature, 253(5489) (1975) 251-2.
  - 185) B.V. Vainer et P.D. Nasel'skii, Pis'ma V Astron. (USSR), 3(4) (1977) 147.
  - 186) Ya.B. Zel'dovich, M.N.R.A.Soc., 160 (1972) 1.
  - 187) E.P. Liang, M.N.R.A.Soc., 171 (1975) 551-3.
  - 188) B.J. Carr, M.N.R.A.Soc., 181(2) (1977) 293-309.
  - 189) B.J. Carr, Astron. & Astrop. (Germany), 60(1,2) (1977) 13-26.
  - 190) M. Clutton-Brock, Astrop. & Space Sci., 47(2) (1977) 423-33.

- 191) I.W. Roxburgh, J. Br. Astron. (GB), 87(4) (1977) 341-56.
- 192) A.V. Zakharov, Phys. Lett. A, 64A(2) (1977) 167-8.
- 193) J.R. Ray et J.C. Zimmerman, Nuovo Cimento B (Italy), 42B(2) (1977) 183.
- 194) L. Bel, Ap.J., 155 (1969) 83-7.
- 195) J.R. Rao et H.S. Panda, J. Phys. A (Math., Nuclear, Gen.), 8 (1975) 1413.
- 196) D. Nanni et A. Vignato, Astrop. Space Sci., 33 (1975) 11-21.
- 197) M. Schmidt, Nature, 240 (1972) 399-400.
- 198) E. Skarzynski, Acta Cosmologica, Fasc. 3 (1975) 69-73.
- 199) E.A. Milne, *Relativity, Gravitation and World-Structure*, Oxford, (1935).
- 200) R.C. Jennison et G.C. McVittie, Commun. Roy. Soc. Edinburgh, (Phys. Sci.), 1 (1975) 1-17.
- 201) I.W. Roxburgh et R. Tavakol, M.N.R.A. Soc., 170 (1975) 599-600.
- 202) I.E. Segal, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 73 (1976) 669-673.
- 203) I.E. Segal, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 73 (1976) 3355.
- 204) S. Sternberg et J.A. Wolf, Nuovo Cimento A 11, 28A (1975) 253-271.
- 205) I.E. Segal, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 72(7) (1975) 2473-7.
- 206) G.O. Abell, *External Galaxies and Quasi-Stellar Objects*, éd. D.E. Evans, (I.A.U. Symp. 44, 1970), Reidel Cie, Dordrecht-Holland, (1972).
- 207) A. Sandage, Ap.J., 178 (1972) 1-24.
- 208) G. Setti et L. Woltjer, Ap.J. Lett., 181 (1973) L61-L63.
- 209) R. Omnes et M.S. Longair, Lab. Phys. Theorique & Hautes Energies, Univ. Paris Sud, IAU Symp. 63, *On confrontation of Cosmological theories with observational data*, (1974) 335-9.
- 210) F.W. Stecker, D.L. Morgan Jr. et J. Bredekamp, Phys. Rev. Lett., 27 (1971) 1469-72.
- 211) J.J. Aly, S. Caser, R. Omnès, J.L. Puget et G. Valladas, Astron. Astrophys., 35 (1974) 271-281.
- 212) T. Montmerle, Astrop. J., 197 (1975) 285-9.
- 213) F. Combes, O. Fassi-Fehri et B. Leroy, Astrophys. Space Sci., 37 (1975) 151-167.
- 214) P. Carlqvist et B. Laurent, Nature, 260 (1976) 225-226.
- 215) B. Kuchowicz, Postepy Astron. (poland), 25(1) (1977) 21-6.
- 216) D. Cline, P. McIntyre et C. Rubbia, Phys. Lett. B, 66(5) (1977) 429.
- 217) W.B. Thompson, Astrop. Space Sci., 55(1) (1978) 15-23.
- 218) J.J. Aly, Astron. Astrop. (Germany), 64(1-2,1) (1978) 273-9.
- 219) B.J.T. Jones et G. Steigman, M.N.R.A. Soc., 183(3) (1978) 585-94.
- 220) J.J. Aly, Astron. Astrop. (Germany), 67(2,1) (1978) 199-208.
- 221) F.W. Stecker, Nature, 273(5663) (1978) 493-7.
- 222) J.R. Wertz, Thèse Univ. Texas, Austin, (Univ. Microfilms 71-209), *Newtonian hierarchical cosmology*, (1970).
- 223) M.J. Haggerty et J.R. Wertz, M.N.R.A. Soc., 155 (1972) 495-503.
- 224) P.S. Wesson, Astrop. Space Sci., 42 (1976) 477-481.
- 225) P.S. Wesson, Astrop. Space Sci., 32 (1975) 315-330.
- 226) M. Kalinkov et K. Stavrev, Comptes R. A. Bulg. Sci., 28 (1975) 13-16.
- 227) S. Malin, Int. J. Theor. Phys. (GB), 14(5) (1975) 347-60.
- 228) T.H. Date, Indian J. Pure and Appl. Math., 4(7-8) (1973) 612-19.
- 229) W.B. Bonnor et N. Tomimura, M.N.R.A. Soc., 175 (1976) 85-93.
- 230) J.V. Narlikar, Nature Phys. Sci., 242(122) (1973) 135-6.
- 231) M.C. Faulkes, Commun. Math. Phys., 20 (1971) 123-8.
- 232) V. Ambartsumian, L. Mirzoyan, G. Sahakian, S. Vsekhsviatski et V. Kazutinski, *Problemes de cosmologie contemporaine*, édi. Mir, (1960).
- 233) S.K. Srivastava, J. Math. Phys., 18(11) (1977) 2092-6.
- 234) S. Frautschi, G. Steigman et J. Bahcall, Ap.J., 175 (1972) 307-22.
- 235) G.F. Chapline, Nature, 261 (1976) 550-1.



- 236) M. Goldhaber, *Speculations on Cosmogony*, Science, 124 (1956) 218.
- 237) K. Rudnicki, Astron. Nachr., Band 297 (1976) 317-322.
- 238) S.A. Bonometto et F. Lucchin, Astron. Astrop., 43 (1975) 189-199.
- 239) F. Occhionero, (Proc. Marcel Grossmann Meeting on General Relativity, 1975), North-Holland Pub., N.Y., (1977).
- 240) A.E. Glassgold, Bull. Amer. Astron. Soc., 7 (1975) 541.
- 241) E.R. Harrison, Cargese Lectures in Physics, E. Schatzman éd., Gordon & Breach, 6 (1973).
- 242) P.J.E. Peebles et R.H. Dicke, Ap.J., 154 (1968) 891-908.
- 243) A.G. Doroshkevich, Ya.B. Zel'dovich et I.D. Novikov, Sov. Astron. AJ 11, (1967) 233-239.
- 244) T.E. Perko, R.A. Matzner et L.C. Shepley, Phys. Rev.D, 6 (1972) 969.
- 245) E. Lifshitz, Advan. Phys. (Phil. Mag.Suppl.), 12(46) (1963) 185.
- 246) W.B. Bonnor, M.N.R.A.Soc., 117 (1957) 104.
- 247) K. Tomita, Prog. Theor. Phys.(Japan), 47(2) (1972) 416-43.
- 248) P.J.E. Peebles, Astron. Astrop., 11 (1971) 377-386.
- 249) R. Simon, Acad. Roy. Belgique, Bull.Cl.Sci., 5(59) (1973) 735-749
- 250) A.G. Doroshkevich, Sov. Astron. AJ, 16 (6) (1972).
- 251) A.G. Doroshkevich, M.N.R.A.Soc., 175 (1976) 15P-18P.
- 252) H. Nariai, Progr. Theor. Phys. (Japan), 42 (1969) 544-554.
- 253) W.H. Press et P. Schechter, Ap.J., 187 (1974) 425-438.
- 254) J.K. Astorga, Thèse Univ. Texas, Austin, (Microfilms Ann Arbor, Mi), Dissertation 69-6172 (1968), Physics.
- 255) G.B. Field, *Galaxies and the universe*, (1975) 359-407.
- 256) R.N. Henriksen et M. Reinhardt, Astrop. Space Sci., 49 (1977) 3-39.
- 257) P.J. Adams et V. Canuto, Phys. Rev. D, 12(12) (1975) 3793-3799.
- 258) E.J. Groth et P.J. Peebles, Astron. Astrop., 41 (1975) 143-5.
- 259) B.L. Hu et T. Regge, Phys. Rev. Lett., 29 (1972) 1616.
- 260) J.R. Gott III et M.J. Rees, Astron. Astrop., 45 (1975) 365-376.
- 261) E.P.T. Liang, Ap.J., 216(1,1) (1977) 206-11.
- 262) E.P.T. Liang, M.N.R.A.Soc.(GB), 180(1) (1977) 117-23.
- 263) R.F. Sistero, Astrop. Space Sci., 24 (1973) 181-7.
- 264) J.E. Gunn, Ap.J., 218 (1977) 592-598.
- 265) P.J.E. Peebles, Astron. Astrop., 32 (1974) 391-397.
- 266) R. Simon, Astro. Astrop., 6 (1970) 151-4.
- 267) E.R. Harrison, M.N.R.A.Soc., 148 (1970) 119-30.
- 268) K. Tomita, Prog. Theor. Phys. (Japan), 48(5) (1972) 1503-16.
- 269) P.J. Adams et V. Canuto, Phys. Rev. D, 12 (1975) 3793-99.
- 270) J. Silk, Ap.J., 194 (1974) 215-22.
- 271) A.M. Anile et S. Motta, Ap.J., 207, (1976) 685-92.
- 272) B.J. Carr, Ap.J., 201 (1975) 1-19.
- 273) V.V. Petrov, Izv. Vuz Fiz. (USSR), 1 (1977) 7-11.
- 274) J. Silk et M.S. Longair, (IAU Symp. 63, *On Confrontation of cosmological theories with observational data*, 1974 175-93), Reidel, (1973).
- 275) A. Papapetrou, Ann.Inst. Henri Poinc. XXIV, (1976) 165.
- 276) J. McClelland et J. Silk, Ap.J., 217(2,1) (1977) 331-52.
- 277) P.J.E. Peebles, Ap.J., 162 (1970) 815-36.
- 278) W.C. Saslaw, Ap.J., 173(1,1) (1972) 1-5.
- 279) D. Edwards et D. Heath, Astrop. Space Sci., 41 (1976) 183-193.
- 280) A.M. Wolfe, Diss.Fac. Graduate School, Univ. Texas, Austin, (1967), Microfilms Ann Arbor M., (1970), *Perturbations of a cosmological mo-*

*del and angular variations of the microwave background.*

- 281) V.B. Johri, M.N.R.A.Soc., 178(2) (1977) 395-8.
- 282) D.J. Heath, M.N.R.A.Soc., 179(2) (1977) 351-8.
- 283) N. Bandyopadhyay, J. Phys. A (GB), 10(2) (1977) 189-95.
- 284) M. Teboul, Comptes R.Acad.Sci. Paris A, 273 (1971) 1335-8.
- 285) A.D. Chernin, Nature, 226 (1970) 440-1.
- 286) L.O'C. Drury et J.M. Stewart, M.N.R.A.Soc., 177(2) (1976) 377-83.
- 287) R. Stein, Astron. Astrop. (Germany), 35(1,2) (1974) 17-29.
- 288) K.L. Chan, Thèse Princeton Univ., N.J., (1975), Microfilms 75-23, 187, *Cosmic primeval turbulence*.
- 289) A.D. Chernin, A.S. Silbergleit, et E.A. Tropp, Astrop.Space Sci., 43 (1976) 175-185.
- 290) T.Matsuda, H.Sato et H.Takeda, Progr.Theor.Phys.(Japan), 46(2) (1971) 416-32.
- 291) L.S. Marochnik, N.V.Pelikhov et G.M. Vereshkov, Astrop. Space Sci., 34 (1975) 265-279 281-295.
- 292) L. Danese et G. de Zotti, Astron.Astrop., 50 (1976) 377-383.
- 293) A.M. Anile, L. Danese, G. Dezotti et S. Motta, Ap.J. Lett., 205(2,2) (1976) L59-63.
- 294) A.A. Kurskov et L.M. Ozernoj, Sov.Astron., 19(5) (1975)
- 295) H. Nariai, Prog. Theor. Phys. (Japan), 51 (1974) 1368-76.
- 296) H. Nariai, Prog. Theor. Phys. (Japan), 54 (1975) 1356-67.
- 297) H. Nariai et K. Tanabe, Progr. Theor. Phys., 55(4) (1976) 1116-32.
- 298) Ya.B. Zel'dovich et I.D. Novikov, Astrophysics, 6(3) (1970) 379-85.
- 299) F.W.Stecker et J.L.Puget, Ap.J., 178 (1972) 57-76.
- 300) J.D. Barrow, M.N.R.A.Soc., 178(3) (1977) 625-49, 179(2) 47P-9.
- 301) B.J.T. Jones, M.N.R.A.Soc., 180 (1977) 151-162.
- 302) B.J.T. Jones et P.J.E.Peebles, Comments Astrop.Space Sci., 4 (1972) 121.
- 303) B.J.T. Jones, Rev. Mod. Phys., 48 (1976) 107-149.
- 304) Y. Saband et Y. Yoshii, Publ. Astron. Soc.(Japan), 29(2) (1977) 207.
- 305) M. Kondo, Y. Sofue et W. Unno, Progr. Theor.Phys. Suppl. (Japan), 49 (1971) 120-147.
- 306) L.Eh. Gurevich et A.D. Chernin, Sov. Astron., 19(1) (1975).
- 307) Y. Sofue, Publ. Astron. Soc. Japan, 21 (1969) 211-220.
- 308) Vu Thanh Khiết, Comptes R.Acad. Sci. Paris, A, 272 (1971) 558-560.
- 309) A.G. Doroshkevich, Ya.B. Zel'dovich, Astrop. Space Sci., 35 (1975) 43-53 55-65.
- 310) P.J.E. Peebles, Ap.J., 157 (1969) 1075-1083.
- 311) J. Eisenstaedt, Ap.J., 211 (1977) 16-20.
- 312) J. Eisenstaedt, Comptes R.A.Sci. Paris A, 282 (1976) 1063-65.
- 313) W.K.Brown, Astrop. Space Sci., 15 (1972) 293-306.
- 314) T. Yoneyama, Publ. Astron. Soc. Japan, 24(1) (1972) 87-98.
- 315) J. Silk, Ap.J., 211 (1977) 638-48.
- 316) J. Silk, Nature, 265 (1977) 710-11.
- 317) B.I. Fesenko, Sov. Astron., 20(4) (1976) 387-91.
- 318) M. Davis et P.J.E.Peebles, Astrop.J.Suppl., 34(4) (1977) 425-50.
- 319) P.J.E. Peebles et E.J. Groth, Astron. Astrop. (Germany), 53(1,2) (1976) 131-40.
- 320) S. Inagaki, Publ. Astron. Soc. Japan, 28(3) (1976) 463-8.
- 321) P. Crane, Ap.J. Lett., 198 (1975) L9-L12.
- 322) B.M. Tinsley, Ap.J., 211 (1977) 621-37.
- 323) R.H. Cambers et R.C. Roeder, Astrop.Space Sci., 3 (1969) 530-41.
- 324) B.M. Tinsley, Astron. Astrop., 24 (1973) 89-98.
- 325) B.M. Tinsley, Ap.J., 210 (1976) L7-L9; 210 L49-L51.
- 326) V. Petrosian, Ap.J. Lett., 209 (1976) L1-L5.



- 327) L. Bottinelli et L. Gouguenheim, *Astron. Astrop.*, 33 (1974) 269-76.
- 328) M. Harwit et F. Pacini, *Astrop. J. Lett.*, 200 (1975) L127-L129.
- 329) Ch. Vanderriest et G. Lelievre, *Astron. Astrop. (Germany)*, 56(1-2, 1) (1977) 71-4.
- 330) G. Grueff et M. Vigotti, *Astron. Astrop.* 54 (1977) 475-484.
- 331) M.R.S. Hawkins et V.C. Reddish, *Nature*, 257 (1975) 772-3.
- 332) B.M. Tinsley, *Ap. J. Lett.*, 178 (1972) L39-L42.
- 333) B.M. Tinsley, *Ap. J.*, 173 (1972) L93-L97.
- 334) B.M. Tinsley, *Colloque intern. C.N.R.S. 263, L evolution des galaxies et ses implications cosmologiques*, (1977).
- 325) J.E. Gunn et B.M. Tinsley, *Ap. J.*, 210 (1976) 1-6.
- 326) B.M. Tinsley, *Ap. J.*, 173 (1972) L93-L97.
- 327) A.G. Doroshkevich et S.F. Shandarin, *M.N.R.A.Soc.*, 182, (1978) 27-33.
- 328) R.K. Pathria, *Nature*, 240 (1972) 298.
- 329) D.W. Sciama, *Daedalus (USA)*, Summer 1977, 1 33-40.
- 330) B. Parker, *Astronomy (USA)*, (1977) 5(2) 26-31.
- 331) Don N. Page et S.W. Hawking, *Ap. J.*, 206(1,1) (1976) 1-7.
- 332) M. Oda, *Space Sci. Rev. (Netherlands)*, 20(6) (1977) 757-813.
- 333) R.F. Stark et P.A. Connors, *Nature*, 266(5601) (1977) 429-30.
- 334) D.D. Clayton, M.J. Newman et R.J. Talbot Jr, *Ap. J.*, 201 (1975) 489.
- 335) G.F. Chapline, *Phys. Rev. D*, 12(10), (1975) 2949-54.
- 336) K.C. Jacobs et P.O. Seitzer, *General Relat. Gravit.*, 8 (1977) 7-13.
- 337) V.I. Dokuchaev et L.M. Ozernoi, *Pis'ma V Astron. Zh. USSR*, 3(9) (1977) 391-5.
- 338) K. Lake, *Colloque int. C.N.R.S. 263, L evolution des galaxies et ses implications cosmologiques*, (1977).
- 339) J. Gribbin, *Nature*, 252 (1974) 445-7.
- 340) N. Dadhich, *Pramana (India)*, 8(1) (1977) 14-21.
- 341) S.V. Dhurandhar, *Pramana (India)*, 8(2) (1977) 133-43.
- 342) D.M. Eardley, *Phys. Rev. Lett.*, 33 (1974) 442-4.
- 343) D. Lohiya et N. Panchapakesan, *Lett. Nuovo Cimento (Italy)*, 21(3) (1978) 81-2.
- 344) K. Lake et R.C. Roeder, *Nature*, 273(5662) (1978) 449-50.
- 345) M. Arnould, *Ciel et Terre*, 88(4) (1972) 233-72.
- 346) B.M.P. Trivedi, *Ap. J.*, 215(3,1) (1977) 877-84.
- 347) K.L. Hainebach et D.N. Schramm, *Ap. J.* 212, (1977) 347-59.
- 348) J.W. Truran et A.G.W. Cameron, *Astrop. Space Sci.*, 14 (1971) 179-222.
- 349) W.D. Arnett, *Ap. J.*, 166 (1971) 153-173.
- 350) P.M. Williams, *Contemp. Phys. (GB)*, 19(1) (1978) 1-24.
- 351) A. Unsold, *Naturwissenschaften (Germany)*, 63(10) (1976) 443-8.
- 352) L.M. Ozernoi et V.V. Chernomordik, *Sov. Astron.*, 19 (1976) 693.
- 353) D.S. Burnett, W.A. Fowler et F. Hoyle, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 29 (1965) 1209-41.
- 354) G. Beaudet, *J.R. Astron. Soc. Can.*, 70(5) (1976) 247-55.
- 355) R. Wagoner, *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*, IAU, (1974) 195-210.
- 356) P.J.E. Peebles, *Phys. Rev. Lett.*, 16(10) (1966) 410.
- 357) L. Searle, *Comments Ap. Space Phys.*, 4 (1972) 59.
- 358) G.R. Gisler, E.R. Harrison et M.F. Rees, *M.N.R.A.Soc.*, 166 (1974) 663.
- 359) G. Burbidge, *Comments Astr. Space Phys.*, 1 (1969) 101.
- 360) G. Burbidge, vol. 2, *I.A.U. 1970*, publié en 1971, 328-331.
- 361) M. Peimbert, *Topics in Interstellare Matter*, Van Woerden H. édi., (1977) 249-54, Dor. Reidel Pub..

- 362) R.V. Wagoner, I.A.U. (1970), Highlights of Astronomy, (1971) 301.
- 363) J. Silk et S.L. Shapiro, Ap.J., 166(2,1) (1971) 249-56.
- 364) M. Peimbert, Topics in Interstellar Matter, (1977) 249-54.
- 365) D.W. Olson, Ap.J., 219(3,1) (1978) 777-80.
- 366) K. Arai et T. Fukui, Science Reports Tohoku Univ. I, LVII (1-2)1974 30.
- 367) M. Peimbert et S. Torres-Peimbert, Ap.J., 193 (1974) 327-333.
- 368) D.G. York et J.B. Rogerson Jr, Ap.J., 203 (1976) 378-385.
- 369) D.G. York, Comments Astrop., 7(1) (1977) 1-11.
- 370) J.P. Ostriker et B.M. Tinsley, Ap.J. 201(2,2) (1975) L51.
- 371) C. Laurent, Thèse de doctorat d'état es sciences physiques, univ. de Paris VII, *L'abondance du deuterium interstellaire à partir du satellite Copernicus et ses implications astrophysiques*, (1978).
- 372) R.I. Epstein, J.M. Lattimer et D.N. Schramm, Nature, 263 (1976) 198.
- 373) R.V. Wagoner et M.S. Longair, IAU Symp. 63 on confrontation of cosmological theories with observational data, (1974) 195-210.
- 374) R.V. Wagoner, W.A. Fowler et F. Hoyle, Ap.J., 148 (1967) 3-49.
- 375) R.V. Wagoner, Ap.J., 179 (1973) 343-360.
- 376) G. Beaudet et P. Goret, Astron. & Astrophys., 49 (1976) 415-9.
- 377) A. Yahil et G. Beaudet, Ap.J., 206 (1976) 26-9.
- 378) G. Beaudet et A. Yahil, Ap.J., 218, (1977) 253-262.
- 379) R.V. Wagoner, Ap.J. Suppl., 18(162) (1969) 247.
- 380) G. Gamow, Rev. Mod. Phys., 21(3) (1949) 367-373.
- 381) R.A. Alpher, J.W. Follin et R.C. Herman, Phys. Rev., 92(6) (1953) 1347.
- 382) E.R. Harrison, Physics Today, 21(6) (1968) 31.
- 383) R.A. Alpher et R. Herman, Proc. Amer. Philos. Soc., 119(5) (1975) 325.
- 384) S.M. Austin et C.H. King, Nature, 269(5631) (1977) 782.
- 385) H. Dehnen et H. Honl, Astrop. Space Sci., 33 (1975) 49-73.
- 386) G.E. Gorelik et L.M. Ozernoi, Pis'ma V Zh. Eksp. and Teor. Fiz. (USSR) 26(5) (1977) 419-22, voir transl. dans JETP Lett. (USA).
- 387) V.K. Dubrovich, Sov. Astron. Lett., 3(3) (1977) 128.
- 388) Ya. B. Zel'dovich, V.G. Kurt et R.A. Syunyaev, Sov. Phys. JETP, 28(1) (1969) 146.
- 389) T. de Graaf, Lett. Al Nuovo Cimento IV (14) (1970) 638.
- 390) R.J. Tayler, J. Phys. G, 3 (1977) 219-237.
- 391) P. Hut, Phys. Lett. 69B(1) (1977) 85-88.
- 392) D.A. Dicus, E.W. Kolb et V.L. Teplitz, The Univ. Texas, Austin, ORO-3992-318, *Cosmological implications of massive, unstable neutrinos*.
- 393) T. Goldman et G.J. Stephenson Jr, Phys. Rev. D, 16(7) (1977) 2256.
- 394) K. Sato et M. Kobayashi, INS Intern. Symp. on New Particles and the structure of Hadron, (1977) Tokyo.
- 395) D.A. Dicus, E.W. Kolb et V.L. Teplitz, Phys. Rev. Lett. 39(4) 1977 168.
- 396) S.A. Bludman, General Relat. Gravitation, 7(7) (1976) 569.
- 397) G. Steigman, D.N. Schramm et J.E. Gunn, Phys. Lett. 66B(2) (1977) 202.
- 398) A.S. Szalay et G. Marx, Astron. & Astrophys., 49 (1976) 437-441.
- 399) M.R. Krishnaswamy, M.G.K. Menon, V.S. Narasimham, N. Ito, S. Kawakami et S. Miyake, Phys. Lett. 57B(1) (1975) 105.
- 400) B.W. Lee et S. Weinberg, Phys. Rev. Lett., 39(4) (1977) 165.
- 401) M.I. Vysotskii, A.D. Dolgov et Ya. B. Zel'dovich, Amer. Inst. Phys., 0021-3640/77/2603-0188, (1978) 188.
- 402) K. Sato et M. Kobayashi, Progr. Theor. Phys., 58(6) (1977) 1775-89.
- 403) R.J. Tayler, Nature, 274(5668) (1978) 232-4.
- 404) D.A. Dicus, E.W. Kolb et V.L. Teplitz, Ap.J., 221(1,1) (1978) 327-41.

- 405) D.A. Dicus, E.W. Kolb, V.L. Teplitz et R.V. Wagoner, Phys. Rev. D, 17(6) (1978) 1529-38.
- 406) T. Nakamura, S. Miyama et K. Sato, Progr. Theor. Phys. (Japan), 58(3) (1977) 1052-4.
- 407) S.A. Bludman, Gen. Relat. Gravitation, 7 (1976) 569-582.
- 408) P.C.W. Davies, Nature, 259 (1976) 157.
- 409) A.A. Starobinsky, Proc. Marcel Grossman Meet. on Gener. Relat. , (1975) North-Holland Pub., N.Y., (1977).
- 410) G. Schafer et H. Dehnen, Astron. Astrop. (Germany), 54(3,1) 1977 823.
- 411) J.V. Narlikar, Nature, 242 (1973) 135-6.
- 412) J.V. Narlikar, Pramana 2(3) (1974) 158-170.
- 413) H. Nariai et K. Tanabe, Progr. Theor. Phys., 55(4) (1976) 1116.
- 414) A.A. Grib, S.G. Mamayev et V.M. Mostepanenko, Gener. Relat. Gravitation, 7(6) (1976) 535-547.
- 415) J. Audretsch, Nuovo Cimento B (Italy), 17B(2) (1973) 284-99.
- 416) G. Schafer et H. Dehnen, Astron. Astrop. (Germany), 54(3,1) 1977 823.
- 417) A.A. Sokolov, I.M. Ternov, A.V. Borisov et V. Ch. Zhukovskii, Phys. Lett. 49A(1) (1974) 9.
- 418) W.T. Zaumen, Ap.J., 210(3,1) (1976) 776-9.
- 419) J.B. Hartle, Phys. Rev. Lett., 39(22) (1977) 1373-6.
- 420) B.L. Hu et L. Parker, Phys. Lett. A, 63A(3) (1977) 217-20.
- 421) L. Parker, Nature, 261 (1976) 20-23.
- 422) E.P. Tryon, Nature, 246 (1973) 396-400.
- 423) G. Steigman, Nature, 261 (1976) 479-480.
- 424) B.L. Hu et L. Parker, Phys. Lett., 63A(3) (1977) 217.
- 425) E.N. Parker, American Scientist, 59 (1971) 578-85.
- 426) A.A. Ruzmaikin et D.D. Sokolov, Astrofizika (USSR), 13(1) (1977) 95.
- 427) E.R. Harrison, M.N.R.A.Soc., 165 (1973) 185-200.
- 428) R.F. O'Connell, Nature , 222 (1969) 649.
- 429) T. Kihara et K. Miyoshi, Publ. Astron. Soc. Japan, 22 (1970) 245-53.
- 430) J.H. Piddington, Astrop. Space Sci., 37 (1975) 183.
- 431) R.R. Burman, Publi. Astron. Soc. Japan, 26 (1974) 507-8.
- 432) P.P. Kronberg, Radio Astron. & Cosmology. IAU Symp. 74, (1977) 367-77.
- 433) J.J. Aly, Astron. Astrop., 26 (1973) 457-61.
- 434) K. Brecher, (IAU Symp. 44 1970), *External Galaxies and QSO*, éd. Evans D.E., Reidel Cie, Dordrecht-Holland, (1972).
- 435) R. Cowsik et I. Lerche, Ap.J., 199 (1975) 555-557.
- 436) L.L. Cowie et S.C. Perrenod, Ap.J., 219 (1978) 354-366.
- 437) S.F. Gull et K.J.E. Northover, M.N.R.A.Soc., 173 (1975) 585-603.
- 438) L. Stodolsky, Phys. Rev. Lett., 34 (1975) 110-2 et 508.
- 439) T. de Graaf, Astron. Astrop., 5 (1970) 335-340.
- 440) H. Dehnen et H. Honl, Astrop. Space Sci., 36 (1975) 473-8.
- 441) F. Hoyle, Ap.J., 196 (1975) 661-70.
- 442) P. Grenier, J. Roucher et B. Talureau, Astron. Astrop., 53 (1976) 249.
- 443) P.C.W. Davies, Nature Phys. Sci., 240, (1972) 3.
- 444) M. Rowan-Robinson, M.N.R.A.Soc., 168 (1974) 45P-50P.
- 445) H. Alfven et A. Mendis, Nature, 266(5604) (1977) 698-9.
- 446) S. Pollaine, Nature, 271 (1978) 426.
- 447) P.S. Wesson, Astrop. Space Sci., 36 (1975) 363-82.
- 448) N.C. Wickramasinghe, M.G. Edmunds, S.M. Chitre, J.V. Narlikar et S. Ramadurai, Astrop. Space Sci., 35 (1975) L9-L13.
- 449) J. Silk, Ap.J., 194 (1974) 215-22.

- 450) A.M. Anile et S. Motta, *Astron. Astrop.*, 49 (1976) 205-9.
- 451) P.E. Boynton, *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*, Longair édi., (1974) 163-6.
- 452) I.D. Novikov, *Radio Astronomy and Cosmology*, Jauncey éd., (1977) 335.
- 453) P.J.E. Peebles, *Comments Astrop. Space Phys.*, 3(1) (1971) 20-6.
- 454) J.C. Pecker, *L'Astronomie*, 88 année (1974) 57-75.
- 455) T.W. Hartquist, *Ap.J.*, 217 (1977) 3-5.
- 456) C. Hogan et D. Layzer, *Ap.J.*, 212 (1977) 360-366.
- 457) J. Silk, *Space Sci. Rev.*, 11 (1970) 671-708.
- 458) D. Dodds, A.W. Strong et A.W. Wolfendale, *M.N.R.A.Soc.*, 171 (1975) 569.
- 459) G.G. Fazio et F.W. Stecker, *Nature*, 226 (1970) 135-6.
- 460) A.W. Strong, A.W. Wolfendale et D.M. Worrall, *M.N.R.A.Soc.*, 175 (1976) 23P-27P.
- 461) T. Montmerle, *Ap.J.*, 217(3,1) (1977) 878-82.
- 462) N.A. Porter et T.C. Weekes, *Ap.J.*, 212(1,1) (1977) 224-6.
- 463) G. Steigman et B. Laurent, *Nature*, 262 (1976) 821-2.
- 464) A.C. Fabian, *M.N.R.A.Soc.*, 172 (1975) 149-57.
- 465) J. Schwarz, J.P. Ostriker et A. Yahil, *Ap.J.*, 202 (1975) 1-6.
- 466) E.M. Kellogg, *Ap.J.*, 218(3,1) (1977) 582-91.
- 467) G. Dautcourt, *Astrop. Space Sci.*, 43 (1976) L1-L2.
- 468) R.A. Isaacson et J. Winicour, *Ap.J.*, 184 (1973) 49-56.
- 469) R. Burman, *Nature*, 254 (1975) 205-6.
- 470) G. Dautcourt, *Astron. Nachr.*, Band 298 (1977) 81-6, et H.2.
- 471) D.S. Dearborn, *Ap.J.*, 179 (1973) 45-53.
- 472) F.C. Jackson, *M.N.R.A.Soc.*, 173 (1975) 5P-8P.
- 473) J.C. Jackson, *M.N.R.A.Soc.*, 156(1) (1972) 1P-5P.
- 474) G. Dautcourt, *Astron. Nachr.*, 295 (1974) 123-31.
- 475) I.D. Novikov, *Radio Astronomy and Cosmology*, IAU Symp. 74, (1977) 335.
- 476) G.G. Swinerd, *Gen. Relat. Gravitation*, 8(6) (1977) 379-95.
- 477) L.A. Rossi et R.L. Zimmerman, *Astrop. Space Sci.*, 45 (1976) 447-66.
- 478) R.V. Pound, *AIP Conf. Proc.*, 38 (1977) 41-5.
- 479) D.M. Edge, A.M.T. Pollock, R.J.O. Reid, A.A. Watson et J.G. Wilson, *J. Phys. G*, 4(1) (1978) 133-157.
- 480) D. Dodds, Thèse sur *Galactic Gamma Rays and the Origine of Cosmic Rays*, Grey College, Univ. Durham, (1977).
- 481) J.P. Wefel, D.N. Schramm et J.B. Blake, *Astrop. Space Sci.*, 49 1977 47.
- 482) H. Reeves, *Origin of Cosmic Rays*, J.L. Osborne et A.W. Wolfendale éd., D. Reidel Pub., (1975) 135-164.
- 483) V.L. Ginsburg, *The Origin of Cosmic Rays*, Communication privée, P. Lebedev Physical Institute Acad. Sci. USSR, Moscow, USSR; (1977).
- 484) J.C. Fernandez, *Astron. Astrop.*, 53 (1976) 53-8.
- 485) A. Watson, *New Scientist*, 173(1039) (1977) 408.
- 486) F.W. Stecker, *Astrop. Space Sci.*, 20 (1973) 47-57.
- 487) O.P. Prilutsky, I.L. Rozental et I.B. Shukalov, *Proc. 11 th Int. Conf. on Cosmic Rays*, Budapest (1969); *Acta Physica Acad. Scient. Hungaricae* 29 (1970) Suppl. 1 565-8.
- 488) T. Montmerle, *Ap.J.*, 218(1,1) (1977) 263-268.
- 489) C.C. Dyer et R.C. Roeder, *Ap.J. Lett.*, 174 (1972) L115-L117.
- 490) B.M. Tinsley, *Physics Today*, 30(6) (1977) 32-8.
- 491) T.B. Criss, R.A. Matzner, M.P. Ryan et L.C. Shephey, *General Relativity and Gravitation*, par G. Shaviv et J. Rosen, (1974).
- 492) G. Setti, *Energy and Physics*, (1976) 249-252.

- 493) J.M. Barnothy, Bull. Americ. Astron. Soc., 8 (1976) 309-10.
- 494) B. Parker, Astronomy (USA), 6(3) (1978) 18-24.
- 495) J.D. Barrow et R.A. Matzner, M.N.R.A.Soc., 181(3) (1977) 719-27.
- 496) W.C. Saslaw, M.N.R.A.Soc., 179 (1977) 659-662.
- 497) R. Kantowski, Ap.J., 155 (1969) 89-103.
- 498) A.J. Fennelly, M.N.R.A.Soc., 181 (1977) 121-130.
- 499) A. Sandage, G.A. Tammann et E. Hardy, Ap.J., 172 (1972) 253-63.
- 500) R.C. Roeder, Ap.J., 196 (1975) 671-3.
- 501) J. Silk, Astron. Astrop. (Germany), 59(1,1) (1977) 53-8.
- 502) M. Clutton-Brock, J. R. A. Soc. Canada, 69 (1975) 41.
- 503) J. Eisenstaedt, Phys. Rev. D, 16(4) (1977) 927-8.
- 504) M.G. Smith, Colloque Intern. C.N.R.S. 263, *L evolution des galaxies et ses implications cosmologiques*, (1977) 76-93. Voir aussi l'article de Van den Bergh dans le même colloque.
- 505) S. van den Bergh, *Galaxies and the Universe*, (1975) 509-539.
- 506) S. van den Bergh, *Structure and evolution of galaxies*, (1975) 247-259.
- 507) G. de Vaucouleurs, Colloque de l'U.A.I. 37, *Decalage vers le rouge et expansion de l'univers*, (1977) 302-7.
- 508) G.A. Tammann, *The Galaxy and the Local Group*, RGO Bull. 182, R.F. Dickens et F.E. Perry (EDS.), (1976).
- 509) A. Sandage, Q.J.R.Astron. Soc. (GB), 13(2) (1972) 282-96.
- 510) M. Rowan-Robinson, Nature, 264 (1976) 603-4.
- 511) P.W. Hodge, *The Galaxy and the Local Group*, (1976) 169-176.
- 512) E.M. Burbidge, *General Relativity and Cosmology*, Acad. Press., (1971) 306 ; éd. Sachs; (Proc. Int. Sch. Phys. XLVII, 1969).
- 513) L.P. Bautz et G.O. Abell, Ap. J., 184 (1973) 709-718.
- 514) G.A. Tammann, IAU Symp. 63, *Confrontation of Cosmological theories with observational data*, (1974) 46.
- 515) A. Sandage, Ap. J., 202 (1975) 563-82 .
- 516) A. Sandage et G.A. Tammann, Ap.J., 210(1,1) (1976).
- 517) A. Sandage, J. Kristian et J.A. Westphal, Ap.J., 205 (1976) 688-95.
- 518) G. Le Denmat, Astron. Space Sci., 45 (1976) 159-61.
- 519) L. Bottinelli et L. Gouguenheim, Colloque Int. C.N.R.S. 263, *L evolution des galaxies et ses implications cosmologiques*, (1977) 481-6.
- 520) T.W. Noonan, Astron. Astrop., 55 (1977) 285-88.
- 521) H. Karoji, L. Nottale et J.P. Vigier, Comptes R.A.Sci. Paris B , 281 (1975) 409-12.
- 522) G.A. Tammann, R. Greenwich Obs. Bull. (GB), 182 (1976) 135-52.
- 523) P. Teerikorpi, Astron. Astrop., 50 (1976) 455-58.
- 524) T. Jaakkola et G. Le Denmat, M.N.R.A.Soc., 176 (1976) 307-313.
- 525) G. de Vaucouleurs, C.R. Acad. Sci. Paris, 284 B (1977) 227-9.
- 526) G. de Vaucouleurs, Nature, 266 (1977) 126-9.
- 527) R.B. Tully et J.R. Fisher, Astron. Astrop. 54 (1977) 661-73.
- 528) K. Chang et S. Refsdal, Colloque intern. C.N.R.S. 263, *L evolution des galaxies et ses implications cosmologiques*, (1977).
- 529) R.B. Tully et J.R. Fisher, Colloque de l'U.A.I. 37, *Decalages vers le rouge et expansion de l'univers*, (1977); Bull. Amer. Astron. Soc., 7 (1975) 426.
- 530) D. Branch, M.N.R.A.Soc. 179 (1977) 401-8; *Supernovae*, D.N. Schramm (éd.), D. Reidel Pub., Dordrecht-Holland, (1977) 21-8, IAU.
- 531) L. Bottinelli et L. Gouguenheim, Astron. Astrop., 51 (1976) 275-82.
- 532) D. Lynden-Bell, Nature, 270(5636) (1977) 396-9.
- 534) L. Nottale, Comptes R.A.Sci. Paris B, 282 (1976) 519-22.

- 535) K.R. Lang et G.S. Mumford, *Sky and Telescope*, 51 (1976) 83-7.
- 536) T. Jaakkola, *Comptes R.A.Sci. Paris B*, 281 (1975) 49-51.
- 537) P. Teerikorpi, *Astron. Astrop.*, 45 (1975) 117-124.
- 538) H. Saio et Y. Shibata, *Sci. Rep. Tohoku Univ., First Ser.*, 57 (1974) 87-96.
- 539) J.C. Browne et B.L. Berman, *Nature*, 262 (1976) 197-199.
- 540) J.C. Browne, G.P. Lamaze et I.G. Schroder, *Phys. Rev. C*, 14(3) (1976) 1287-8.
- 541) S.B. Pikelner, *Comments Astron.Space Phys.*, 6(1) 1974 15-21.
- 542) F. Beck, E. Hilf et K. Maier, *Acta Phys. Austriaca*, 38 (1973) 201.
- 543) H. Reeves, *Stellar ages*, *Proc. IAU Coll. 17, XXXII* (1973) 1-20.
- 544) A.G. Agnese et A. Wataghin, *Lett. Nuovo Cimento (Italy)*, 1(2,21) (1971) 857-60.
- 545) M. Garcia-Munoz, G.M. Mason et J.A. Simpson, *Ap.J. Lett.*, 201 (1975) L141-L144; *Bull. Amer. Astron.Soc.* 7 (1975) 520.
- 546) F.A. Hagen, A.J. Fisher et J.F. Ormes, *Ap.J.*, 212 (1977) 262-277.
- 547) W.R. Webber, J.A. Lezniak, J.C. Kish et G.A. Simpson, *Ap.J. Lett.*, 18 (1977) 125-132.
- 548) K. Gopalan, M.N. Rao, K.M. Suthar et T.R. Venkatesan, *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 36(2) (1977) 341-6.
- 549) B.M. Tinsley, *Ap.J.*, 198 (1975) 145-150.
- 550) D.N. Schramm, *Sci. Americ.*, 230 (1) (1974) 69-77.
- 551) S. van den Bergh, *Stellar ages*, *Proc. IAU Colloq. 17, XL* (1973) 1-13.
- 552) J. Heidmann, *Stellar ages*, *Proc. IAU Colloq. 17, XXXVII* (1973) 1-22.
- 553) K.L. Hainebach et D.N. Schramm, *Bull. Amer. Astro. Soc.*, 7 (1975) 520.
- 554) Z. Maric, M. Moles et J.P. Vigier, *Lett. Nuovo Cimento (Italy)*, 18(9) (1977) 269-76.
- 555) V.C. Rubin, *Ap.J. Lett.*, 211(1,2) (1977) L1-L3.
- 556) V.C. Rubin, *Colloque de l'U.A.I. 37, Decalages vers le rouge et expansion de l'univers*, (1977) 119-140.
- 557) J.C. Pecker et J.P. Vigier, *Comptes R.A.S. Paris B*, 281 (1975) 369-72.
- 558) A. Webster, *Radio Astronomy and Cosmology*, Jauncey (éd.), IAU 74, 1977
- 559) P.J. Peebles et R.H. Dicke, *Phys. Rev.*, 137(2) (1962) 629-631.
- 560) K.S. Thorne, *Ap.J.*, 148 (1967) 51-68.
- 561) A.G. Doroshkevich, V.N. Lukash et I.D. Novikov, *Sov. Phys. JETP*, 37(5) (1973) 739-746.
- 562) C.W. Misner, *Ap.J.*, 151 (1968) 431-457.
- 563) L. Nottale et J.P. Vigier, *Nature*, 268(5621) (1977) 608-10.
- 564) H. Karoji et M. Moles, *Comptes R.A.Sci. Paris B*, 280 (1975) 609-612.
- 565) G. Le Denmat, M. Moles, J.P. Vigier et J.L. Nieto, *Nature*, 257(1975) 773.
- 566) H. Karoji, G. Le Denmat, M. Moles, L. Nottale, J.P. Vigier et J.C. Pecker, *M.N.R.A.Soc.*, 177 (1976) 191-213.
- 567) F.D.A. Hartwick, *Ap.J. Lett.*, 195 (1975) L7-L9.
- 568) G. de Vaucouleurs, *Ap.J.*, 205 (1976) 13-28.
- 569) B.N.G. Guthrie, *Astrop. Space Sci.*, 43 (1976) 425-31.
- 570) W.L.W. Sargent et E.L. Turner, *Ap. J. Lett.*, 212 (1977) L3-L7.
- 571) P. Teerikorpi et T. Jaakkola, *Astron. Astrophys. (Germany)*, 59(3,1) (1977) L33-6.
- 572) M. Kolobov, M. Reinhardt et V.N. Sazonov, *Astrophys. Lett.*, 17 (1976) 183-5.
- 573) E. Skarzynski, *Acta Cosmologica, Fasc. 3* (1975) 61-67.
- 574) A. Evans et D. Hart, *Nature*, 259 (1976) 468-9.

- 575) S.M. Fall et B.J.T. Jones, *Nature*, 262 (1976) 457-460.
- 576) J.C. Hegarty, Thèse, Univ. Boston, Mass., (Microfilms Ann Arbor 70-22367), (1970) 127 pages.
- 577) G.D. Blum et R. Weiss, *Phys. Rev.*, 155(5) (1966) 1412.
- 578) E.E. Fairchild Jr., *Astron. Astrop.*, 56 (1977) 199-206.
- 579) J.C. Pecker, Colloque intern. C.N.R.S. 263, *L evolution des galaxies et ses implications cosmologiques*, (1977).
- 580) A.A. Chastel, *Astron. Astrophys.*, 53 (1976) 67-82.
- 581) J.C. Pecker, A.P. Roberts et J.P. Vigier, *Comptes R.A.Sci. Paris*, B, 274 (1972) 765-8.
- 582) T. Jaakkola, M. Moles, J.P. Vigier, J.C. Pecker et W. Yourgrau, *Foundations of Phys.*, 5(2) (1975) 257-269.
- 583) Z. Maric, M. Moles et J.P. Vigier, *Astron. Astrop.* (Germany), 53(2,1) (1976) 191-6.
- 584) T. Jaakkola, *The Redshift Phenomenon in Systems of Different Scales*, lecture donnée à Institut Henri Poincaré, Paris, (1973).
- 585) E. Ihrig, *Gen. Relat. and Gravitation*, 8(11) (1977) 877-85.
- 586) W.G. Tifft, *Ap.J.*, 211, (1977) 377; *Ap.J.*, 211(1,1) (1977) 31-46.
- 587) Li Xiao-Qing, *Acta Astron. Sin.* (China), 17(2) (1976) 129-33.
- 588) H. Konitz, *Foundation Phys.* (GB), 5 (1975) 185-191.
- 589) R. Aldrovandi, S. Caser et R. Omnes, *Nature*, 241 (1973) 340-1.
- 590) A. Ya. Kipper, *Astrophys.*, 10(2) (1974-75).
- 591) A. Tarantola, *C.R.Hebd. Seances Acad. Sci.B*, 283(14) (1976) 405-8.
- 592) J.F. Woodward et W. Yourgrau, *Nature*, 241 (1973) 338.
- 593) A. Kruszewski et I. Semeniuk, *Acta Astron.*, 26 (1976) 193-213.
- 594) S.L.O'Dell et D.H. Roberts, *Ap. J.*, 210 (1976) 294-8.
- 595) J.E. Gunn et J.B. Oke, *Ap.J.*, 195 (1975) 255-268; *Bull. Americ. Soc.*, 6 (1974) 321.
- 596) S.M. Chitre et J.V. Narlikar, *Astrop. Space Sci.*, 44 (1976) 101-5.
- 597) W. Rindler, *Ap.J.*, 157 (1969) L147.
- 598) M.R.S. Hawkins et R. Martin, *Nature*, 265 (1977) 711-13.
- 599) D.A. Schwartz, *Astrophys. J. Lett.*, 206, (1976) L95-L97.
- 600) S.H. Margolis et D.N. Schramm, *Ap.J.*, 214 (1977) 339-346.
- 601) P. Hickson, *Ap.J.*, 217(3,1) (1977) 964-75.
- 602) R.V. Wagoner, *Ap.J. Lett.*, 214(1,2) (1977) L5-7.
- 603) M.M. Davis, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 7 (1975) 236.
- 604) L.L. Cowie et S.C. Perrenod, *Ap.J.*, 219 (1978) 354-366.
- 605) S.L. Shapiro, *Astron. J.* '76, (1971) 291-3.
- 606) M. Seldner et P.J.E. Peebles, *Ap.J. Lett.*, 214(1,2) (1977) L1-4.
- 607) W.L.W. Sargent et E.L. Turner, *Ap.J. Lett.*, 212(1,2) (1977) L3-7.
- 608) J.R. Gott III et E.L. Turner, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 7 (1975) 412 et *Ap.J.*, 209 (1976) 1-5.
- 609) A.G. Doroshkevich et I.D. Novikov, *Soviet Phys.*, 9(2) (1964) 111.
- 610) J.R. Gott III, *Highlights of Astronomy*, (1977) 271-7.
- 611) J.A. Dawe, R.J. Dickens et B.A. Peterson, *M.N.R.A.Soc.*, 178(3) (1977) 675-85.
- 612) M. Clutton-Brock, *Astrop. Space Sci.*, 41 (1976) L9-L11.
- 613) J.P. Ostriker, P.J.E. Peebles et A. Yahil, *Ap.J. Lett.*, 193 1974 L1-4.
- 614) B. Paczynski, *Nature*, 249 (1974) 329-330.
- 615) B.J.T. Jones, *M.N.R.A.Soc.*, 174 (1976) 429-447.
- 616) J.R. Gott III et J.E. Gunn, *Ap.J. Lett.*, 169 (1971) L13-L15.
- 617) J.B. Rogerson Jr., D.G. York, *Ap.J. Lett.*, 186 (1973) L95-L98.
- 618) Ya. B. Zel'dovich, *Pis'ma v Astron. Zhurn.*, 1(1) (1975) 10-13.
- 619) P.J.E. Peebles, *Astrop. Space Sci.*, 45(1) (1976) 3-19.



- 620) J.E. Gunn, Ann. New York Acad. Sci., 262 (1975) 21-29.
- 621) J.P. Ostriker et A. Yahil, Bull. Americ. Astron. Soc., 6 (1974) 262.
- 622) M.J. Geller et P.J.E. Peebles, Ap.J., 184 (1973) 329-341.
- 623) S.M. Fall, M.N.R.A.Soc., 176 (1976) 181-191.
- 624) J. Freeman, F.Paresce, S.Bowyer, M. Lampton, R.Stern et B. Margon, Ap.J. Lett., 215 (1977) L83-L86.
- 625) K. Nandy, D.H. Morgan et V.C. Reddish, M.N.R.A.Soc., 169 (1974) 19P-26.
- 626) L.Vigroux, Astron. Astrop., 56 (1977) 473-6.
- 627) K.H. Schmidt, Astrop. Space Sci. Library, 55 (1976) 23-31.
- 628) M.Peimbert et S. Torres-Peimbert, Bull. Amer. Astron. Soc., 7 (1975) 237.
- 629) K. Sato et H. Sato, Progr. Theor. Phys.(Japan), 54(3) (1975) 912-13.
- 630) M. Veltman, Phys. Rev. Lett., 34 (1975) 777.
- 631) W.H. Press et J.E. Gunn, Ap. J., 185 (1973) 397-412.
- 632) T. Jaakkola, *Stars and galaxies from observational points of view*, (1976) 488-490.
- 633) M.A. Arakelian, Astrophys., 9 (1973-4) no 1.
- 634) L.M. Ozernoj, Sov. Astron. AJ, 18 (1974-5) no 5.
- 635) W. McD. Napier, B.N.G. Guthrie, M.N.R.A.Soc., 170 (1975) 7-14.
- 636) T.W. Noonan, Bull. Am. Astron. Soc.(USA), 4(3,1) (1972) 340.
- 637) R.R. Burman, 38A(2) Phys. Lett., (1972) 96.
- 638) A.A. Grib et V.M. Mostepanenko, JETP Lett., 25(6) (1977) 277-9.
- 639) A. Barnes et J.D. Scargle, Phys. Rev. Lett., 35 (1975) 1117-20.
- 640) A.S. Szalay et G. Marx, Acta Phys. Acad. Sci. Hungaricae, 35 1974 113.
- 641) G. Marx, IAU Symp. 63, (1974) 357-8.
- 642) N.C. Smart, Astron. Astrop., 24 (1973) 171-180.
- 643) M. Wright, J. Tarter et J. Silk, Astron. Astrop., 36 (1974) 441-6.
- 644) J. Silk et A. Solinger, Nature Phys. Sci., 244 (1973) 101-3.
- 645) J. Tarter et J. Silk, Q. J.R.Astron.Soc., 15 (1974) 122-140.
- 646) S.D.M. White, M.N.R.A.Soc., 179 (1977) 33-41.
- 647) W.L.W. Sargent, *Structure and evolution of galaxies*, (1975) 261-74.
- 648) B. Kuchowicz, Acta Phys. Polonica B, B4 (1973) 655-657.
- 649) A.S. Szalay et G. Marx, Acta Phys. Acad. Sci. Hungary, 35(1-4) (1974) 113-29.
- 650) J.K. Lawrence et G. Szamosi, Nature, 252 (1974) 538-9.
- 651) P.C.W. Davies, Nuovo Cimento B (Italy), 25B(2) (1975) 571-80.
- 652) K.D. Krori et J. Barua, Indian J. Pure & Appl. Phys., 12(2) (1974) 167.
- 653) P. Wesson, New Scientist (GB), 73(1036) (1977) 207-9.
- 654) T.W. Noonan, Ap.J., 178 (1972) 317-8.
- 655) L. Motz, Nuovo Cimento B 11, 12B (1972) 239-55.
- 656) K. Krisciunas, Astron.J., 82 (1977) 195-7.
- 657) M.Joeveer, J.Einasto et A.Kaasik, Astrop. Obs., Tartu, Preprint no 9, (1976) ; Tartu Astron. Obs., Teated no 54, (1976).
- 658) P. Meszaros, Astron. Astrop.(Germany), 38(1,1) (1975) 5-13 ; 37 (1974) 225-228.
- 659) J. Dorschner, C. Friedemann, J.Gurtler et K.H. Schmidt, Astron.Nachr., 296 (1975) 189-191.
- 660) D. Eichler et A. Solinger, Ap.J., 203 (1976) 1-5.
- 661) J.C. Byrne et R.R. Burman, Nuovo Cimento Lett. 2, 8 (1973) 95-96.
- 662) T.Saito, Publ. Astron. Soc. Japan, 29(2) (1977) 421-8.
- 663) F. Bertola et G. di Tullio, *Stars and galaxies from observational points of view*, (1976) 423-30; 431-438; 215; 451-454; 439-450; 486-7.
- 664) A.D. Chernin, *Energy and Physics*, (1976) 239-240.



- 665) J. Einasto, M. Joeveer et A. Kaasik, Tartu Astron. Obs., Teated 54, (1976) 3-75; Astrop. Obs. Tartu, no 10, (1976); no 11; no 8.
- 666) J. Einasto, E. Saar, A. Kaasik et D. Chernin, Nature, (1974) 111-3.
- 667) D. Eichler, Ap.J. Lett., 208 (1976) L5-L6.
- 668) G.B. Field, *Frontiers of Astrophysics*, (1976) 523-547.
- 669) D. Eichler et A. Solinger, Bull. Amer. Astron. Soc., 7 (1975) 454.
- 670) J. Einasto, A. Kaasik, P. Kalamees et J. Vennik, Astron. Astrop., 40 (1975) 161-5.
- 671) R.F.A. Staller et P.S. The, Bull. Astron. Soc. India, 3 38 ou Astron. Inst., Univ. Amsterdam, Repr. no 53 (1975).
- 672) S.S. Kuman, Astrop. Space Sci., 17 (1972) 219-222.
- 673) C. Leibovitz et E.H. Pinnington, J.R. Astron. Soc. Canada, 67 (1973) 198.
- 674) D.H.P. Jones, *The Galaxy and the Local Group*, (1976) 1-6.
- 675) G.B. Field et W.C. Saslaw, Ap.J., 170 (1971) 199-206.
- 676) M.G. Edmunds, Observatory, 93 (1973) 203-5.
- 677) E.L. Turner et J.P. Ostriker, Ap.J., 217 (1977) 24-26.
- 678) A.V. Byalko, Sov. Astron. AJ, 15(1) (1971) 179-180.
- 679) B. De Wit et R. Gastmans, Nucl. Phys. B, B128(2) (1977) 294-312.
- 680) R. Kerner, C.R. Acad. Sc. Paris, 285 (1977) A 149 - 152.
- 681) J.V. Peach, Ap.J., 159 (1970) 753-763.
- 682) R. Chandra, Gener. Relat. Gravitation, 8(9) (1977) 787-93.
- 683) P.K. Townsend, Phys. Rev. D, 15(10) (1977) 2802.
- 684) V. Canuto et J.F. Lee, Phys. Lett., 72B(2) (1977) 281-4.
- 685) P.T. Landsberg et B.M. Brown, Ap.J., 182 (1973) 653-8.
- 686) P.D. Noerdlinger, Nature, 228 (1970) 845.
- 687) R. Schlegel, Intern. J. Theor. Phys. (GB), 12 (1975) 217-23.
- 688) L. Campusano, J. Heidmann et J.L. Nieto, Astron. Astrop., 41 (1975) 229.
- 689) J.R. Gott III, J.E. Gunn, D.N. Schramm et B.M. Tinsley, Sci. Amer., 234(3) (1976) 62-65, 68-72, 77-79; Ap.J., 194 (1974) 543-553.
- 690) J.R. Thorstensen et R.B. Partridge, Ap.J., 200 (1975) 527-34.
- 691) T.W. Noonan, Pub. Astron. Soc. Pacific, 87 (1975) 335-6.
- 692) J.G. Hills, M.N.R.A. Soc., 179 (1977) 1P-3P.
- 693) J.E. Gunn, Mercury, J.A. Soc. Pacific, 4(6) (1975) 4-8.
- 694) J.N. Islam, Q.J.R.A. Soc. (GB), 18(1) (1977) 3-8.
- 695) S.M. Fall, M.N.R.A. Soc., 172, 23P-26P (1975).
- 696) H.W. Grayson, Nature, 242 (1973) 317.
- 697) J.J. Callahan, Sci. Amer., 235 (1976) no 2 90-100.
- 698) D. Albers, Mercury, (J.A.S. Pacific), 4(4) (1975) 16-19.
- 699) S. Malin, Phys. Rev. D, 9 (1974) 3228-3234.
- 700) G. Burbidge, *Radio Astronomy and Cosmology*, IAU Symp. 74, Jauncey éd. (1977) 247-257.
- 701) K.I. Kellermann et D.B. Shaffer, Colloque intern. C.N.R.S., 263, *L' evolution des galaxies et ses implications cosmologiques*, (1977) 347.
- 702) E.R. Harrison, Nature, 260 (1976) 591-2.
- 703) M.J. Geller et P.J.E. Peebles, Ap.J., 174 (1972) 1-5.
- 704) Van der Laan H., *Radio Astronomy and Cosmology*, IAU Symp. 74, 1977 389.
- 705) R.B. Partridge, Proc. 1 st Marcel Grossman Meeting on General Relat., (1977) 617-48.
- 705) IAU Symp. 63, *Confrontation of cosmological theories with observational data*, Longair M.S., (1974), Dordrecht, Reidel.
- 706) L.C. Green, Sky & Telescope, 54(3) (1977) 180-4.
- 707) T.B. Criss, R.A. Matzner, M.P. Ryan Jr, L.C. Shepley, G. Shaviv et J. Rosn, Proc. 7 th Intern. Conf. Gen. Rel. Gravit., (1975) 33-107..

- 708) V. Canuto, Inst. Space Studies, Goddard Space Flight Center, NASA, New York 10025, (1975) ,*Cosmology Today*.
- 709) V. Trimble, Amer. Scientist, 65(1) (1977) 76-86.
- 710) J.V. Peach, IAU 44, *External galaxies and QSO*, (1972) 314-340.
- 711) J.N. Bahcall et R.M. May, Ap.J., 152 (1968) 37.
- 712) D.W. Sciama, Phys. Bulletin, 19 (1968) ou Nuovo Cimento Rivista (Italy), (1969) 1 (1969) 371-390.
- 713) A. Sandage, Ap.J., 133(2) (1961) 355.
- 714) J.E. Gunn, Colloque de l'U.A.I., 37, *Decalage vers le rouge et expansion de l'univers*, (1977) 183-212.
- 715) M.S. Longair, Rep. Prog. Phys., (1971) 34 1125-1248.
- 716) G.S. Brown et B.M. Tinsley, Ap.J., 194 (1974) 555-558.
- 717) G. LeDenmat, Comptes R.A.Sci., Paris, B 280 (1975) 17-19.
- 718) P.Hickson, Ap.J., 217 (1977) 16-23; 964-975; 15-17.
- 719) R.C. Roeder, J.R.A.Soc. Canada, 69 (1975) 41.
- 720) I.D. Karachentsev et A.I. Kopylov, Sov. Astron. Lett.(USA), 3(6) (1977) 246-250.
- 721) T.W. Noonan, Astron.J., 79(7) (1974) 775.
- 722) M.S. Longair, IAU Symp. 63, *Confrontation of cosmological theories with observational data*, (1974), Reidel.
- 723) H. Spinrad et H.E. Smith, Colloque U.A.I. 37, *Decalage vers le rouge et l'expansion de l'univers*, (1977) , 252-272.
- 724) H.E. Smith, Symp. 74, *Radio Astronomy and Cosmology*, (1977) 279-293.
- 725) V.K. Kapahi, M.N.R.A.Soc., 172 (1975) 513-533.
- 726) G.F. Mitchell, R.A.S.C.J., 65 (5) 195-205.
- 727) F.Hoyle, Nature, 242 (1973) 108.
- 728) F. Hoyle et G.R. Burbidge, Nature, 227 (1970) 359.
- 729) J. Machalski, Astron. & Astrop., 56 (1977) 53-7.
- 730) S.von Hoerner, Ap.J., 186 (1973) 741-765.
- 731) M. Rowan-Robinson, *External galaxies and QSO*, Evans (éd.), (1972) 458.
- 732) G. Grueff, P. Schiavocampo, M. Vigotti et M. Zanni, Astron. Astrop., 60 (1977) 321-25; 54 (1977) 475-484.
- 733) J.V. Wall, T.J. Pearson et M.S. Longair, IAU Symp. 74, *Radio Astronomy and Cosmology*, (1977) 269-77.
- 734) G.M. Blake, M.N.R.A.Soc., 174 (1976) 63P-68P.
- 735) G.R. Burbidge et J.V. Narlikar, Ap.J., 205 (1976) 329-334.
- 736) M. Rowan-Robinson, Nature, (1976) 97-101; 236(5342) (1972) 112-4.
- 737) M.J. Rees, Colloque int. C.N.R.S., 263, *L evolution des galaxies et ses implications cosmologiques*, (1977) 564-8.
- 738) R.F. Green et M. Schmidt, Ap.J., 220 (1978) L1-L4.
- 739) Kaufmann III W.J., *Relativity and Cosmology*, (1973) Harper & Row, N.Y..
- 740) H. Arp, Ap.J., 210 (1976) L59-L61.
- 741) J.M. Barnothy et M.R. Barnothy, Astron. Soc. Pacific, 88(526) 1977 837.
- 742) A. Evans et D. Hart, Astron. Astrop., 43 (1975) 13-15.
- 743) P.R. Owen, Astrop.Space Sci., 49 (1977) L7-L9.
- 744) V. Petrosian et M.A. Soldate, Colloque U.A.I. 37, *Decalages vers le rouge et expansion de l'univers*, (1977) 273-282.
- 745) J.M.Riley, M.S. Longair et A. Hooley, *Radio Astronomy and Cosmology*, (1977) 133-138; Bahcall J.N. et E.L. Turner, 295-303; M.Schmidt, 259-268.
- 746) M.B. Bell et D.N. Fort, Ap.J., 186(1,1) (1973) 1-19.
- 747) M.B. Bell, Ap.J., 194(2,1) (1974) 245-8.
- 748) E.E. Salpeter, *Semaine d etude sur les noyaux des galaxies*, (1970), Pontificiae Academiae Scient. Scripta Varia 35 (1971) 400-8.

- 749) D.W. Weedman, Q.J.R.A.Soc., 17 (1976) 227-62.
- 750) K.G. Karlsson, Astron. Astrop., 58 (1977) 237.
- 751) D. Stannard, Nature, 246 (1973) 295-7.
- 752) J.N. Bahcall et R.E. Hills, Ap.J., 179 (1973) 699-703.
- 753) J.N. Bahcall et E.L. Turner, Phys. SCR (Sweden), 17(3) (1978) 353;  
*Radio astronomy and Cosmology*, IAU 74, (1977) 295-303.
- 754) Physics Today, (1976) septembre, 17-18.
- 755) A. Evans, The Observatory, 94(999) (1974) 50-55.
- 756) J.V. Narlikar, Colloque int. C.N.R.S. 263, *L evolution des galaxies et ses implications cosmologiques*, (1977) 497-499.
- 757) J.V. Narlikar et S. Ramadurai, Nature, 264(5588) (1976) 732-33.
- 758) A.K. Kembhavi et V.K. Kulkarni, M.N.R.A.Soc., 181 (1977) 19P-24P.
- 759) A. Hooley, M.S. Longair et J.M. Riley, M.N.R.A.Soc., 182 (1978) 127.
- 760) R.C. Roeder, *External galaxies and QSO*, Evans (éd.), (1972), IAU, 471-3.
- 761) D. Wills, P.A.Soc. Pacific, 89(531) (1977) 643-5.
- 762) K.R. Lang, S.D. Lord, J.M. Johanson et P.D. Savage, Ap.J., 202 (1975) 583-590.
- 763) A.M. Wolfe, J.J. Broderick et J.J. Condon, K.J. Johnston, Bull. Amer. Astron. Soc., 8 (1976) 367.
- 764) P.J. Young, J.A. Westphal, J. Kristian, C.P. Wilson, Ap.J., 221(3,1) (1978) 721-30.
- 765) S. Yabushita, M.N.R.A.Soc., 174 (1976) 637-47; 177 (1976) 595-599.
- 766) A.I. Bugrii et A.A. Trushevskii, Astrophys., 13(2) (1977) 361-74.
- 766) R.F. Sistero, Astrophys. Space Sci., 20 (1973) 19-25.
- 767) M. Heller, Z. Klimek et L. Suszycki, Astrophys. Space Sci., 20 (1973) 205-212.
- 768) S.W. Hawking et G.F.R. Ellis, *The Large Scale Structure of Space-Time*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, (1973).
- 769) F.J. Tipler, Ap.J., 209 (1976) 12-15.
- 770) L. Parker et S.A. Fulling, Phys. Rev. D, 7 (1973) 2357.
- 771) M. Giesswein, R. Sexl, E. Streeruwitz, Phys. Lett. B, 52B (1974) 442.
- 772) V. Belinskii, I.M. Khalatnikov, Sov. Phys. JETP, 32 (1971) 169.
- 773) W. Davidson et A.B. Evans, Nature, Phys. Sci., 232 (1971) 29-31.
- 774) P.C.W. Davies, Phys. Lett. B, 68(4) (1977) 402-4.
- 775) A. Trautman, Nature Phys. Sci., 242 (1973) 7.
- 776) C. Sivaram, K.P. Sinha et E.A. Lord, Bangalore Curr. Sci. India, 43(7) (1974) 199-202.
- 777) M. Heller et Z. Klimek, Astrophys. Space Sci., 33 (1975) L37-L39.
- 778) R. Penrose, Proc. 1st Marcel Grossman Meeting on General Relat., (1977) 173-81.
- 779) J.V. Narlikar, Pramana, India, 2 (1974) 158-170.
- 780) U. Kasper, Astron. Nachr., Band 298, (1977) 137-140.
- 781) B. Kuchowicz, Astrophys. Space Sci., 40 (1976) 167-181.
- 782) W. Kopczynski, Energy and Physics, (1976) 243-247.
- 783) V.N. Tunyak, Izv. Vuz Fiz. USSR, 3 (1977) 24-8.
- 784) R. Penrose et M.S. Longair, IAU Symp. 63, *On confrontation of cosmological theories with observational data*, (1974) 263-72.
- 785) I.M. Khalatnikov, E.M. Lifshitz, Phys. Rev. Lett. 24(2) (1970) 76-9.
- 786) P.A.M. Dirac, Proc. R. Soc. London A, 338 (1974) 439-446.
- 787) G. Cavallo, Nature, 245 (1973) 313-4.
- 788) I.W. Roxburgh, Nature, 268(5620) (1977) 504-7.
- 789) A. Maeder, Astron. Astrophys., 57 (1977) 125-133.
- 790) V. Canuto et J. Lodenquai, Ap.J., 211 (1977) 342-356.

- 791) V. De Sabbata et P. Rizzati, *Lett. Nuovo Cimento (Italy)*, 20(14) (1977) 525-8.
- 792) R.M. Muradyan, *Astrofizika (USSR)*, 13(1) (1977) 63-7.
- 793) B.M. Lewis, *Nature*, 261 (1976) 302-4.
- 794) M.J. Rees, *Comments Astrophys. Space Sci.*, 4(6) (1972) 179-85.
- 795) G.M. Blake, *M.N.R.A.Soc.*, 178 (1977) 41P-43P.
- 796) V.N. Mansfield, *Phys. Teach. USA*, 15(5) (1977) 263-7.
- 797) A. Maeder, *Astron. Astrophys.*, 56 (1977) 359-367.
- 798) J.L. Hughes, *Astrophys. Space Sci.*, 46(2) (1977) L15-18.
- 799) V. Canuto et S.H. Hsieh, *Astron Astrophys. (Germany)*, 16(1,1) (1977) L5-6.
- 800) M. Lachize-Rey et L. Vigroux, *Recherche*, 8(75) (1977) 166-7.
- 801) S. Bellert, *Astrophys. Space Sci.*, 47(2) (1977) 263-76.
- 802) B.E.J. Pagel, *M.N.R.A.Soc.*, 179 (1977) 81P-85P.
- 803) D.T. Pegg, *Nature*, 267 (1977) 408-9.
- 804) G.M. Blake, *M.N.R.A.Soc.*, 181(2) (1977) 47P-50P.
- 805) W.A. Baum et R. Florentin-Nielsen, *Ap.J.*, 209 (1976) 319-29.
- 806) G. Steigman, *Ap.J.*, 221(2,1) (1978) 407-11.
- 807) P.J. Adams et V. Canuto, *Phys. Lett. B*, 65 (1976) 187-8.
- 808) M. Demianski et L.P. Grishchuk, *Commun. Math. Phys.*, 25 (1972) 233.
- 809) G. Gamow memorial volume, éd. F. Reines, *Cosmology, Fusion & other Matters*, Colorado Assoc. Univ. Press, (1972).
- 810) Proc. of the Conf. on Explosive Nucleosynthesis, Austin, Texas, (1973), *Explosive Nucleosynthesis*, éd. par D.N. Schramm et W.D. Arnett, Univ. Texas Press.
- 811) C.W. Misner, K.S. Thorne et J.A. Wheeler, *Gravitation*, W.H. Freeman and Company, San Francisco, (1973).
- 812) H.P. Robertson et T.W. Noonan, *Relativity and Cosmology*, W.B. Saunders Company, (1969).
- 813) J. Heidmann, *Introduction à la cosmologie*, Press Univ. de France, 1973.
- 814) P.J.E. Peebles, *Physical Cosmology*, Princeton Univ. Press, Princeton, N.J., (1971).
- 815) H. Andrillat, *Introduction à l'étude des cosmologies*, Librairie Armand Colin, Paris, (1970).
- 816) M.P. Ryan, Jr., et L.C. Shepley, *Homogeneous Relativistic Cosmologies*, Princeton Univ. Press, Princeton, N.J., (1975).
- 817) S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology: Principles and applications of the general theory of relativity*, J. Wiley & Sons, N.Y., (1972).
- 818) L.H. Aller, *The abundance of the elements*, Interscience Pub., (1961), New York.
- 819) H. Bondi, *Cosmology*, 2 ième éd., Cambridge Univ. Press, (1961) Cambridge.
- 820) R.J. Tayler, *The Origin of the Chemical Elements*, Wykeham Publ., London, (1972).
- 821) R. Omnès, *L'Univers et ses métamorphoses*, Collection Savoir Hermann, (1973).
- 822) R.H. Dicke, *The Theoretical Significance of Experimental Relativity*, Gordon & Breach, New York, (1968).
- 823) W.A. Fowler, *Nuclear Astrophysics*, Americ. Philos. Soc., Philadelphia, (1967).
- 824) R. Coutrez, *Principles d'évolution stellaire et de nucléosynthèse*, Presses Univers., de Bruxelles, Bruxelles, (1976).

- 825) G.C. McVittie, *Problems of Extra-Galactic Research*, I.A.U. Symp. 15, (1961), Macmillan Comp., London.
- 826) R.C. Tolman, *Relativity, Thermodynamics, and Cosmology*, Oxford, Clarendon Press, (1934), reprinted in 1962.
- 827) M.K. Munitz éd., *Theories of the Universe, from Babylonian myth to Modern Science*, The Free Press Glencoe, Illinois, (1957).
- 828) H. Reeves, *Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Gordon & Breach, Science Pub., New York, (1968).
- 829) S. Mavrides, *L Univers Relativiste*, Masson & Cie, édit., Paris, (1973).
- 830) G. Lemaître, *L hypothese de l atome primitif, essai de cosmogonie; l hypothese de l atome primitif et le probleme des amas de galaxies; G. Lemaître et son oeuvre, par O. Godart*; Editions Culture et Civilisation, Bruxelles, (1972).
- 831) C. DeWitt, E. Schatzman et P. Véron édit., *High Energy Astrophysics*, volume II, Gordon & Breach, Science Pu., New York, (1967).
- 832) H. Alfvén; *Worlds-Antiworlds, Antimatter in Cosmology*, Freeman and Comp., London, (1966).
- 833) R.H. Dicke, *Gravitation and the Universe*, Amric. Philos. Soc., Philadelphia, (1970).
- 834) E. Schatzman, *Origine et evolution des mondes*, Edit. A.Michel, Paris, (1957).
- 835) A. Dauvillier, *Les hypotheses cosmogoniques, theories des cycles cosmiques et des planetes jumelles*, Masson et Cie, Paris, (1963).
- 836) E.A. Milne, *Relativity, Gravitation and World-Structure*, Oxford, Clarendon Press, (1935).
- 837) Onzième conseil de physique tenu à l'université de Bruxelles, I.Int. de Phys. Solvay, *La structure et l evolution de l univers, rapport et discussions*, R. Stoops, Belgique, (1958).
- 838) L. Woltjer éd., *Galaxies and the Universe*, Vetlesen Symp., Columbia Univ. Press, New York, (1968).
- 839) M. Berry, *Principles of cosmology and gravitation*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, (1976).
- 840) G.B. Field, H. Arp, J.N. Bahcall, *The redshift controversy*, Benjamin, Mass., London, (1973).
- 841) D.E. Evans éd., *External Galaxies and Quasi-Stellar Objects*, (IAU Symp. 44, Sweden 1970), Reidel Cie, Dordrecht-Holland, (1972).
- 842) V.L. Ginzburg et S.I. Syrovatskii, *The origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press, New York, (1964).
- 843) M.A. Tonnelat, *Les verifications experimentales de la relativite generale*, Masson et Cie, Paris, (1964).
- 844) A. Einstein, *The meaning of relativity*, Princeton Univ. Press, New York, (1946).
- 845) A.P., W.H. Press, R.H. Price et S.A. Teukolsky, *Problem Book in Relativity and Gravitation*, Princeton Univ. Press, New Jersey, (1975).
- 846) F.D.A. Hartwick, Ap.J., 219(2,1) (1978) 345-51.
- 847) S.M. Fall, M.N.R.A.Soc., 176 (1976) 181-191.
- 848) D. Sher, Ap.J., 171 (1972) 537-8.
- 849) T.W. Noonan, Ap.J., 171, (1972) 209-211.
- 850) P. Crane et J.A. Tyson, Ap.J. Lett., 201 (1965) L1-L4.
- 851) D.S. De Young et M.S. Roberts, Ap.J., 189 (1974) 1-9.
- 852) J.C. Jackson, M.N.R.A.Soc., 173 (1975) 41P-46P.

- 853) R. Cowsik et J. McClelland, Ap.J., 180 (1973) 7-10.
- 854) P.D. Noerdlinger, Nature, 228(5274) (1970) 845.
- 855) P.S. Wesson, Astrop. Space Sci., 31 (1974) 333-339.
- 856) J. Silk et J. Tarter, Ap.J., 183 (1973) 387-409.
- 857) P.J.P.E. Peebles, Ap.J. Lett., 205 (1976) L109-L111.
- 858) N.J. Woolf, Ap.J., 148 (1967) 287-290.
- 859) R.M. Soneira et P.J.E. Peebles, Ap.J., 211 (1977) 1-15.
- 860) J.C. Pecker, L'Astronomie, 88 ième année, (1974) 41.
- 861) J.R. Gott III et E.L. Turner, Ap.J., 213 (1977) 309-322.
- 862) J.A. Rose, Ap.J., 211 (1977) 311-318.
- 863) R.P. Kirshner, Ap.J., 212 (1977) 319-325.
- 864) J.R. Gott III, *Highlights of Astronomy*, A. Miller édit., 4(1) (1977) 271-277.
- 865) R. Mitalas, Astrophys. Lett., 12 (1972) 35-36.
- 866) B. Kuchowicz, A. Frenkel et G. Marx, Neurophysics conf. Balaronfured, Hungary, Proceed. vol. 1 (1972) 197-8.
- 867) J.E. Felten, Astron. J., 82(11) (1977) 861.
- 868) T.W. Noonan, Pub. Astron. Soc. Pacific, 83(491) (1971)40-2.
- 869) New Scientist, 74(1052) (1977) 383-5, écrit par J. Darius.
- 870) H. Karoji, Comptes R.A.Sci. Paris B, 280 (1975) 421-3.
- 871) R.B. Tully et J.R. Fisher, Bull. Amer. A. Soc., 8 (1976) 555.
- 872) J.T. Yu, P.J.E. Peebles, Ap.J., 158 (1969) 103.
- 873) G. Le Denmat, M. Moles et J.L. Nieto, Astron. Astrop.,45 (1975) 219.
- 874) G. Dautcourt, Astron. Astrop., 38 (1975) 335-9.
- 875) G. de Vaucouleurs, Ap.J., 202 (1975) 610-15; 616-618; 319-326.
- 876) G. de Vaucouleurs, L'Astronomie, 90 (1976) 25-32.
- 877) S. Mavrides et A. Tarantola, Gener. Relat. Gravitation, 8(8) (1977) 655-72.
- 878) S. Mavrides, C.R. Hebd. Seances Acad. Sci. A , 282(8) (1976) 451-4.
- 879) P.D. Noerdlinger et V. Petrosian, Ap.J., 168 (1971) 1-9.
- 880) J.N. Bahcall et P.C. Joss, Ap.J., 203 (1976) 23-32.
- 881) E.L. Turner et W.L.W. Sargent, Ap.J., 194 (1974) 587-592.
- 882) P. Teerikorpi et T. Jaakkola, Astron. Astrop., 59 (1977) L33-L36.
- 883) S. Mavrides et A. Tarantola, Gen. Rel. Gravitation, 8(8) (1977) 665.
- 884) L.E. Gurevich, Astrop. Space Sci., 38 (1975) 67-78.
- 885) R.A. Breuer et M.P. Ryan, M.N.R.A.Soc., 171 (1975) 209-218.
- 886) S.A. Colgate, Phys. Rev. Lett., 34 (1975) 1177-1180.
- 887) V.S. Berezinsky et S.I. Grigor'Eva, Astron. Astrop. (Germany), 54(3,1) (1977) 975-8.
- 888) O. Klein, Science, 171(3969) (1971) 339.
- 889) J. Einasto, J. Jaaniste, M. Jõeveer, J. Vennik, A.D. Chernin, P. Kallamees, A. Kaasik, E. Saar, E. Tago et P. Traat, Tartu Astron. Obs., Teated 48 (1974) 3-57.
- 890) A.D. Chernin et J. Jaaniste, Tartu Astron. Obs., Teated 48 (1974) 59.
- 891) J. Hogarth, Proc. R. Soc. A , 277 (1962) 365.
- 892) J. Wheeler et R. Feynman, Rev. Mod. Phys., 17 (1945) 157.
- 893) F. Hoyle et J. Narlikar, Proc. R. Soc. A, 277 (1964) 1.
- 894) A. Raychaudhuri, Z. Astrophys., (1957) 43 p. 161.
- 895) R. Tabensky et A. Taub, Comm. Math. Phys., 29 (1972 -73) p.61.
- 896) M. Cahill et A. Taub, Comm. Math. Phys., 21 (1971) 1.
- 897) R.W. Lindquist et J.A. Wheeler, Rev. Mod. Phys., 29 (1957) 432.

- 898) K. Tomita, Nuovo Cimento B, 35B(2) (1976) 308-20.
- 899) Ya. B. Zel'dovich et I.D. Novikov, Sov.Astron. AJ, 10(4) (1967) 602.
- 900) W.B. Bonnor, M.N.R.A.Soc., 167(1) (1974) 55-61.
- 901) C.T.J. Dodson, Ap.J., 172(1,1) (1972) 1-8.
- 902) C. Misner, IAU no 63, *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*, (1974) 391.
- 903) S. Weinberg, Ap.J., Lett. 208 (1976) L1-L3.
- 904) S. Mavrides, M.N.R.A.Soc., 177(3) (1976) 709-16.
- 905) A.J. Fennelly, M.N.R.A.Soc., 181(1) (1977) 121-30.
- 906) J.M. Barnothy et M.F. Barnothy, (IAU 44 1970), *External Galaxies and QSO*, Reidel Cie, Dordrecht-Holland, (1972) 478.
- 907) Beaudet G., Carignan , univ. de Montréal, Québec, département de physique, communication personnelle.
- 908) C.W. Misner et A.H. Taub, Sov. Phys. JETP, 28 (1969) 122-133.
- 909) MSR, Physics Today, juin (1975) 17.

Note Les références commençant à 809 jusqu'à 845, sont des livres très à conseiller à lire.