

# ASTROPHYSIQUE : APPROFONDISSEMENT À PROPOS DE L'ÂGE DE L'UNIVERS.

TOME 1

Lucette Bottinelli  
Michèle Gerbaldi  
Lucienne Gouguenheim



UNIVERSITÉ DE  
PARIS-SUD XI



*Centre National d'Enseignement à Distance - Institut de Vanves*

L 9807 T 01  
333

+ Schelem / sur prescription

# ASTROPHYSIQUE : APPROFONDISSEMENT

\*\*\*\*

## A PROPOS DE L'AGE DE L'UNIVERS

### TOME 1 - PARTIE A

**L. BOTTINELLI**

Université Paris-Sud-XI  
Observatoire de Meudon

**M. GERBALDI**

Université Paris-Sud-XI  
Institut d'Astrophysique de Paris

**L. GOUGUENHEIM**

Université Paris-Sud-XI  
Observatoire de Meudon

**L 9807 T 01**

## PREFACE

Ce cours est né d'une demande, régulièrement réitérée avec force depuis 1994, par les inscrits à la "Formation de Base en Astronomie Astrophysique", qui souhaitaient "une suite" à cette première formation.

En choisissant ce thème de l'âge de l'Univers, nous avons fait l'option de traiter un thème très actuel, largement évoqué dans les médias. Ce faisant, notre objectif a été double : d'une part, donner l'occasion d'utiliser un certain nombre des connaissances fondamentales acquises dans la première formation, et d'autre part, illustrer de façon aussi détaillée que possible le cheminement d'une recherche, qui traite d'un problème complexe, mettant en jeu de nombreux paramètres.

La réalisation de ce cours a pu se faire grâce à la collaboration précieuse de Madame Francette Delmas, assistant-ingénieur à l'Institut d'Astrophysique de Paris (laboratoire propre du CNRS).

Merci également à Eric Josselin, qui a participé à la recherche et à la réalisation de la documentation iconographique.

## AVANT - PROPOS

Le problème que nous traitons - celui de l'âge de l'Univers - a fait ces dernières années l'objet d'un effet d'annonce fort dans les médias, qui peut se résumer par la formulation journalistique lapidaire : "l'Univers est plus jeune que ce qu'il contient". Nous vous proposons de suivre pas à pas le cheminement des travaux qui servent de support à cette assertion.

Ces travaux sont essentiellement l'oeuvre de deux communautés d'astrophysiciens. La première est celle des cosmologistes qui modélisent l'évolution de l'Univers en s'appuyant sur la théorie de la gravitation d'Einstein : cette modélisation fait intervenir des paramètres "libres", dont la valeur est fixée par l'observation : ce sont eux qui permettent de déterminer ce que l'on appelle l'âge de l'Univers. X 1

La seconde communauté est celle des spécialistes des études stellaires, qui modélisent la structure physique interne des étoiles en s'appuyant sur un certain nombre de lois physiques : cette modélisation prédit une évolution de l'étoile au cours du temps - et donc de ses caractéristiques observables, telle par exemple la puissance qu'elle rayonne - ; c'est en comparant les valeurs observées de ces paramètres aux prédictions, qu'ils fixent l'âge de l'étoile, et plus particulièrement des plus vieilles d'entre elles. X 2

Obtenir pour l'Univers un âge plus faible que celui obtenu pour les étoiles les plus vieilles, traduit la mise en défaut de l'une ou l'autre des deux déterminations, ou d'une évaluation trop optimiste des incertitudes sur chacune des déterminations.

Cette étude nous donne l'occasion d'illustrer la stratégie de la démarche scientifique, qui met en jeu : i) l'utilisation de modèles sous-jacents, parfois implicites ; ii) la prise en compte de la totalité des paramètres qui jouent un rôle effectif, et la discussion de leur importance relative ; iii) un va-et-vient entre l'observation et l'interprétation théorique, qui repose sur le choix approprié du degré d'approximation utilisé à chaque étape et sur l'affinement du modèle.

Ce cours s'adresse à un public déjà en possession d'un ensemble de connaissances qui lui seront utiles pour suivre les démarches conduisant à cette double détermination de l'âge de l'Univers et de celui des plus vieilles étoiles. Les connaissances mises en jeu portent en particulier sur des mesures de distances, de luminosités, de dimensions, de masses, de compositions chimiques, de vitesses, et reposent sur le diagramme de Hertzsprung-Russell et la façon dont les étoiles évoluent dans ce diagramme.

L'histoire de l'évolution de nos connaissances en un demi-siècle montre une succession de rebondissements, qui ont fait découvrir de nouvelles propriétés et surgir de nouveaux problèmes. Le sujet est donc complexe : il met en jeu beaucoup de phénomènes, de nombreux paramètres, un

certain nombre d'hypothèses. Il permet d'illustrer la difficulté qu'il y a à transmettre sous forme simple - qui se transforme en forme simplifiée - un résultat de recherche. Nous nous sommes efforcées de mettre l'accent sur la démarche et de noter à chaque étape les hypothèses effectuées et ce qui permet de les valider, ainsi que les questions qui restent en suspens. On doit noter qu'il est délicat de s'exprimer de façon définitive sur des questions actuellement en débat.

Ce cours se présente en deux tomes. Chaque chapitre est composé d'un texte illustré et de questions insérées dans le cours, avec une typographie différente. Les réponses à ces questions sont données à la fin de chaque chapitre. Certaines parties sont imprimées en petits caractères : la connaissance de leur contenu n'est pas obligatoire dans le cadre de cette formation. Les connaissances précises acquises dans la première formation et nécessaires à la compréhension du thème développé sont signalées au début de chaque chapitre. Cependant, à l'intention plus particulière de ceux qui n'ont pas suivi cette formation, des rappels sont donnés en divers endroits, et en particulier en annexe.

Quelques articles parus dans la grande presse sont reproduits en annexe. Ils ont pour but de donner à réfléchir sur la diffusion des résultats de la recherche scientifique en direction du grand public, et sur l'écart qui se creuse entre le mode d'appréhension des phénomènes, qui nécessite la prise en compte de leur complexité, et l'annonce de découvertes présentées comme spectaculaires.

La réédition de ce cours a bénéficié de l'étude attentive des inscrits à la première année de diffusion de cette formation. Qu'ils trouvent ici l'expression de nos remerciements. Leurs remarques ont pu être largement prises en compte grâce à l'interaction que nous avons eue avec notre collègue responsable des réponses aux questions posées par Minitel et par Internet et avec les correcteurs des devoirs.

**TABLE DES MATIERES**  
-----

<b>CHAPITRE I : INTRODUCTION</b>	<b>9</b>
<b>CHAPITRE II : LA DETERMINATION DES VITESSES COSMOLOGIQUES</b>	<b>35</b>
<b>CHAPITRE III : LES MESURES DE DISTANCE</b>	<b>49</b>
<b>CHAPITRE IV : LA VALEUR DE <math>H_0</math> ET L'AGE DE L'UNIVERS</b>	<b>67</b>
<b>ANNEXE I : EXTRAITS D'ARTICLES DE PRESSE</b>	<b>87</b>
<b>ANNEXE II : PARAMETRES ASTRONOMIQUES, CONSTANTES ET UNITES</b>	<b>97</b>
<b>ANNEXE III : COMPLEMENTS MATHEMATIQUES</b>	<b>99</b>

# CHAPITRE I :

## INTRODUCTION

I - 1 - CE QUI NOUS PERMET DE DIRE QUE L'UNIVERS A UN AGE	10
I - 1 - 1 - CE QU'ON ENTEND PAR UNIVERS	10
I - 1 - 1 - 1 - L'AGE DE LA TERRE	10
I - 1 - 1 - 2 - L'AGE DU SOLEIL	12
I - 1 - 1 - 3 - UN UNIVERS D'ETOILES	16
I - 1 - 1 - 4 - UN UNIVERS DE GALAXIES	18
I - 1 - 2 - D'UN UNIVERS STATIQUE A UN UNIVERS DYNAMIQUE EN EXPANSION	21
I - 1 - 2 - 1 - LES OBSERVATIONS	21
I - 1 - 2 - 2 - LES MODELES RELATIVISTES	22
I - 2 - L' AGE DE L'UNIVERS SELON LES MODELES	25
I - 2 - 1 - LES EQUATIONS D'EINSTEIN	25
I - 2 - 2 - LE MODELE STATIQUE D'EINSTEIN ET LA CONSTANTE COSMOLOGIQUE	26
I - 2 - 3 - LES MODELES DE FRIEDMANN	26
I - 2 - 4 - LE MODELE EINSTEIN-DE SITTE	28
I - 2 - 5 - RELATIONS ENTRE L'AGE DE L'UNIVERS ET $H_0$ SUIVANT LES MODELES COSMOLOGIQUES	28
I - 3 - PREMIERES EVALUATIONS DE L'AGE DE L'UNIVERS	30
I - 4 - CONCLUSION	30
REPONSES AUX QUESTIONS	32

**Bien noter que la compréhension des sections I-1-2-2 et I-2 n'est pas nécessaire à celle du cours et n'est pas requise pour l'examen.**

### CE QU'IL CONVIENT DE REVISER AVANT D'ABORDER CE CHAPITRE :

Tome 2

† 3

3

3

3

3

- Chapitre IX : Analyse spectrale de la lumière : spectre de raies ; lois du rayonnement ; loi de Stefan-Boltzman ; effet Doppler-Fizeau.
- Chapitre X : Constante solaire ; les taches solaires et la rotation du Soleil.
- Chapitre XI : Magnitudes ; définition du parsec ; diagramme HR ; origine de l'énergie du Soleil ; mouvement du Soleil dans la Galaxie ; étoiles céphéides.
- Chapitre XII : Structure de la Galaxie.
- Chapitre XIII : Le grand débat ; les distances des galaxies ; la loi de Hubble ; l'âge de l'Univers ; l'évolution de l'Univers.

## I - 1 - CE QUI NOUS PERMET DE DIRE QUE L'UNIVERS A UN ÂGE

On a longtemps pensé, dans notre monde occidental, que l'Univers a toujours existé : cela est dû aux idées d'Aristote, qui ont dominé notre pensée pendant deux millénaires. Selon lui, les étoiles étaient faites d'une matière impérissable et les configurations célestes étaient immuables. L'Univers existait donc de toute éternité ; la question de son âge ne se posait pas.

D'autres penseurs, pourtant, avaient émis l'idée que le ciel pouvait se modifier. Ce fut le cas, par exemple, du philosophe romain Lucrèce qui, un siècle avant notre ère, pensait que l'Univers était encore très jeune : sinon, pensait-il, tous les progrès qu'il voyait en train de se faire dans le monde, auraient eu le temps de se réaliser. Si l'Univers avait existé de toute éternité, le monde aurait dû être achevé, ce qu'il n'est pas puisque, argumentait Lucrèce, nous voyons beaucoup de progrès se réaliser. Mais de telles vues ne se sont pas imposées, face à celles d'Aristote.

Le XIX<sup>ème</sup> siècle a vu se développer une des idées les plus importantes de l'histoire de la science, celle d'évolution. Les géologues et les biologistes ont été les premiers à se rendre compte que la Terre et la vie à sa surface avaient une histoire. La Terre n'avait pas toujours ressemblé à ce qu'elle était alors. La Terre évoluait.

Nous savons aujourd'hui que **l'Univers a une histoire**. Cette histoire s'est découverte - et se décrit - d'abord par celle des objets qui le constituent : la Terre et le système solaire ; le Soleil lui-même, étoile parmi d'autres étoiles ; les générations successives d'étoiles ; les ensembles d'étoiles que sont les galaxies. Avec la théorie de la Relativité élaborée par Einstein et les observations effectuées par Edwin Hubble on découvrit que l'Univers dans son ensemble a également une histoire : il est en expansion, ce qui conduit à pouvoir lui attribuer un âge.

### I - 1 - 1 - Ce qu'on entend par "Univers"

La notion d'Univers, elle-même, s'est modifiée au cours des âges : d'abord assimilé au seul système solaire, puis à l'ensemble d'étoiles auquel il appartient - la Voie lactée, notre Galaxie -, l'Univers est devenu un univers de galaxies en expansion.

Géologues d'un côté, astronomes de l'autre, se sont posés la question de l'âge de la Terre et de celui du Soleil ; par des chemins différents, ils ont abouti à des évaluations similaires. Pour le faire, ils ont eu besoin de s'appuyer sur des découvertes de la physique : celle de la radioactivité naturelle qui a permis de dater les roches ; celle de la fusion thermonucléaire, reconnue comme source de l'énergie solaire.

#### I - 1 - 1 - 1 - L'âge de la Terre

L'âge de la Terre se déduit donc de la reconstitution de son histoire. Buffon et Lamarck avancèrent une théorie pré-darwinienne décrivant une lente évolution des espèces animales sur une période d'au moins 50 000 ans. Le même Buffon eut la première approche d'une évaluation scientifique de l'âge de la Terre ; interprétant les structures géologiques comme résultant des relations entre la terre et la mer, il proposa une histoire de la Terre divisée en deux épisodes distincts : le

règne original du feu, suivi par une longue phase au cours de laquelle l'action des océans a façonné les structures géologiques. A partir d'une série d'expériences de refroidissement de matières variées, il conclut que la Terre était probablement âgée d'au moins 200 000 ans. Il lui succéda un débat entre les théories "neptunienne" et "plutonienne". La première, vers 1755 - due à Abraham Werner - attribuait aux océans le rôle essentiel dans l'élaboration des structures géologiques, et donc dans l'histoire de la Terre. La seconde - celle de James Hutton - proposait deux types possibles de formation des roches : les roches primaires (basaltes, granits ...) qui résultent de la fusion de l'intérieur du globe et les roches sédimentaires, dues à l'action de l'eau sur les premières. Il introduisit donc la notion importante de chaleur interne, responsable de la formation du magma, et donc du volcanisme. Cette théorie s'oppose à celles de Buffon et Werner qui interprètent le volcanisme comme produit par la combustion de charbons internes.

La première détermination véritablement scientifique date du milieu du 19<sup>ème</sup> siècle ; elle est due à Lord Kelvin (alias William Thomson) et repose sur l'utilisation de la théorie de la chaleur : la température augmente lorsqu'on s'enfonce à l'intérieur de la Terre, ce qui montre que l'intérieur de la Terre est chaud, et qu'elle se refroidit. A partir d'une estimation de l'augmentation de température avec la profondeur et des propriétés de conduction thermique des roches, Kelvin calcula un âge de 100 millions d'années.

Vers 1910, les travaux d'Henri Becquerel et de Marie et Pierre Curie sur la radioactivité conduisirent Ernest Rutherford à proposer une datation complètement différente. Des noyaux instables se transforment spontanément en expulsant des particules ; ces désintégrations se produisent à un rythme caractéristique de chaque isotope radioactif, indépendamment des conditions extérieures. Rutherford fut le premier à utiliser les éléments dont la désintégration se produit sur des milliards d'années pour dater les roches qui les contiennent. La méthode de datation repose sur le concept de demi-vie d'une substance radioactive : la demi-vie est la durée au bout de laquelle la moitié des atomes radioactifs dans une substance se sont désintégrés. Après une demi-vie, il reste la moitié des atomes ; après deux demi-vies, il en reste le quart ; après trois demi-vies, le huitième ; et ainsi de suite. Il est possible de dater certaines roches contenant des éléments radioactifs à partir de ce phénomène : on mesure la quantité d'éléments radioactifs encore intacts, et on la compare au nombre d'atomes déjà désintégrés qui subsistent dans la roche, sous une autre forme. Rutherford obtint pour la première fois en 1903 l'âge de 700 millions d'années pour un morceau de roche. On découvrit ainsi dès 1920 des roches âgées de 2,5 milliards d'années. En 1953, Clair Patterson établit par cette méthode, dite de géochronologie, que les roches terrestres et les météorites ont le même âge de 4,55 milliards d'années. On en conclut que l'ensemble des objets planétaires et, probablement aussi le Soleil, se sont formés à la même époque et que le système solaire est donc âgé de 4,55 milliards d'années.

*Question I-1 : On analyse la transformation par désintégration radioactive naturelle de noyaux caractérisée par la demi- durée de vie  $T$  pour estimer l'âge d'une roche à partir des abondances  $D$  et  $A$  observées respectivement, pour les atomes produits par la désintégration et pour les atomes initiaux non encore transformés. On désigne par  $t$ , l'âge de la roche, c'est-à-dire la durée écoulée*

depuis que la roche s'est figée en n'échangeant plus d'atomes avec l'extérieur. On admettra que l'abondance initiale en atomes produits de la désintégration est nulle et on désignera par  $A_0$  l'abondance initiale des atomes. On considère les instants successifs espacés par une durée  $T$ , depuis l'instant initial, soit :  $T, 2T, 3T, \dots, nT$  où  $n$  est un entier.

a- montrer que  $A = A_0/2^n$  et que  $D = A_0(1-1/2^n)$

b- On pose  $t = nT$ . Déduire des expressions précédentes de  $A$  et  $D$  que :  $t = 3,32 T \log(1+D/A)$ .

c- On considère le cas du Rubidium 87 ( $Rb^{87}$ ) qui se transforme en Strontium 87 ( $Sr^{87}$ ) avec une demi-durée de  $48,8 \times 10^9$  ans. Déterminer l'âge d'une roche dans laquelle on mesure 3 atomes de  $Sr^{87}$  pour 76 atomes de  $Rb^{87}$ .

### I - 1 - 1 - 2 - L'âge du Soleil

Bien avant que les hommes comprennent la façon dont la Terre dépend de lui, la plupart des civilisations anciennes révéraient le Soleil comme un dieu bénéfique, dispensateur de vie et de lumière. Aristote pensait qu'il était fait de feu pur, tandis qu'Anaxagore, au 5ème siècle avant notre ère, l'imaginait comme une masse de métal chauffé au rouge. Quand Galilée découvrit l'existence de taches à sa surface, grâce à la lunette, on les prit d'abord pour des scories mêlées au métal en fusion ; puis on imagina qu'elles révélaient une partie intérieure noire, recouverte d'un océan de feu ou bien des montagnes perçant cet océan.

Encore en 1798, William Herschel le décrivait comme un corps sombre et dur, enfoui sous une couche de nuages lumineux, et dont les régions les plus fraîches étaient peuplées d'êtres "adaptés aux particularités de ce vaste globe".

La première approche scientifique de ce problème fut celle de Kant dans son *Histoire universelle de la nature et théorie du ciel*, publiée en 1755 : "Je suppose que tous les matériaux dont se composent les sphères, planètes et comètes qui appartiennent à notre monde solaire, décomposés à l'origine en leurs éléments primitifs, ont rempli alors l'espace entier dans lequel circulent aujourd'hui ces astres. Cet état de la nature paraît être le plus simple qui ait pu succéder au néant." Il envisageait même la possibilité de vie sur les autres planètes.

Au milieu du 19ème siècle, on ne savait toujours pas de quoi était fait le Soleil : Auguste Comte soutenait même dans son "Cours de philosophie positive", en 1835, qu'on ne le saurait jamais, car il était impensable que l'on puisse déterminer sa composition chimique à distance. Il mourut en 1857, deux ans avant que le chimiste Robert Bunsen et le physicien Gustav Kirchhoff ne révolutionnent l'astronomie en analysant le spectre de la lumière solaire, ouvrant la porte à la détermination de la composition chimique et des propriétés physiques non seulement du Soleil mais aussi des étoiles.

Or, dès 1814 Joseph von Fraunhofer avait remarqué la présence de raies noires dans le spectre du Soleil. Kirchhoff mesura la position de plusieurs milliers de raies du spectre solaire et montra qu'elles coïncidaient avec celles émises par divers éléments chimiques. Il en conclut que ces éléments étaient présents dans l'atmosphère du Soleil et absorbaient, aux longueurs d'ondes qui les caractérisent, la lumière continue rayonnée par le Soleil lui-même.

Après ces découvertes, il n'était plus possible d'imaginer que l'intérieur du Soleil soit noir et

froid. Kirchhoff interprétait le spectre continu comme celui d'un solide ou d'un liquide chaud qu'entourait une atmosphère gazeuse moins chaude, contenant les éléments chimiques terrestres responsables du spectre de raies. Les taches auraient été des nuages plus froids flottant dans cette atmosphère. En effet, en 1859, un astronome amateur anglais avait observé que la période de rotation des taches varie selon leur latitude, ce qui n'est pas possible pour un solide.

En 1864 l'astronome italien Angelo Secchi fut le premier à suggérer que le Soleil soit entièrement gazeux, avec une température décroissant de l'intérieur à la surface. Il ne pouvait cependant pas le démontrer, faute de disposer d'un critère lui permettant de déterminer la température superficielle. Il fallait pour cela mesurer la quantité d'énergie reçue chaque seconde sur Terre par unité de surface orientée perpendiculairement à la direction du Soleil, appelée constante solaire, ce qui comporte des difficultés techniques, à cause de l'effet d'atténuation provoqué par l'atmosphère terrestre sur le rayonnement solaire. Connaissant cette puissance reçue à la distance de la Terre, on peut en déduire la luminosité du Soleil, qui est la puissance qu'il rayonne. Mais il est nécessaire de connaître les lois du rayonnement pour relier luminosité et température. Ceci fut fait en 1879, grâce à la loi de Stefan-Boltzman qui établit que la luminosité varie comme la température à la puissance 4. A la fin du siècle, avec les mesures plus précises de la constante solaire, on put enfin évaluer une valeur correcte de la température de la photosphère solaire voisine de 6 000 K. Les expériences de physique avaient montré qu'à une telle température la matière ne peut plus exister qu'à l'état gazeux.

Ce sont donc les progrès de la physique, et en particulier de la thermodynamique, qui ont conduit à s'interroger sur l'origine de l'énergie du Soleil. En effet, tout comme les étoiles, il émet de la lumière et donc de l'énergie ; ses réserves énergétiques, quelles qu'elles soient, ne sauraient être inépuisables et ce sont elles qui déterminent sa durée de vie.

Le Soleil rayonne chaque seconde une énergie considérable, égale à  $4 \times 10^{26}$  Watts, dont la Terre intercepte, en moyenne, 350 Watts par mètre carré. On crut pendant un certain temps qu'il subissait des réactions de combustion. On calcula d'abord que si le Soleil était constitué de charbon, compte tenu de sa masse, (égale à 330 000 fois la masse de la Terre, soit  $2 \times 10^{30}$  kg) et de l'énergie libérée par la combustion du charbon (égale à 30 millions de Joules par kilogramme), il brûlerait complètement en moins de 5 000 ans.

L'hypothèse de la combustion ainsi rejetée, on fit appel à un apport extérieur, en envisageant que l'énergie rayonnée par le Soleil puisse provenir de la chute de météorites qui lui céderaient leur énergie cinétique. Par analogie avec la vive lumière, qui peut aller jusqu'à rivaliser avec la Pleine Lune, émise par certains météores quand ils traversent l'atmosphère terrestre, on imaginait que l'énergie lumineuse du Soleil était due à un vaste nuage cosmique de météores l'entourant : du fait de l'attraction gravitationnelle mutuelle des composants, le nuage était amené à se contracter, ce qui augmentait la fréquence des collisions et donc l'émission de lumière provoquée par ces collisions. Cette chute de météorites sur le Soleil pourrait expliquer l'énergie émise, mais à condition qu'il en tombe de l'ordre de la masse de la Terre en un siècle. La masse du Soleil doublerait en 30 millions d'années et cela aurait des conséquences observables, mais non observées, sur le mouvement des planètes. On dut donc rejeter l'hypothèse.

On pensa alors à un transfert d'énergie potentielle. Une hypothèse plus prometteuse a été celle de la contraction du Soleil, proposée par le physicien Hermann von Helmholtz en 1854 et reprise par Lord Kelvin. On n'avait alors aucune idée de l'âge de l'Univers : une série d'estimations basées sur une interprétation littérale de la Bible plaçait la Genèse aux alentours de l'an 4000 av. J.-C. (Isaac Newton lui-même avait passé une bonne partie de sa vie plongé dans une analyse numérologique de la Bible et avait obtenu la date précise de 3988 av. J.-C. pour la création !). Ces deux scientifiques ont apporté une contribution majeure à l'élaboration du concept d'énergie et à la formulation du principe fondamental de la conservation de l'énergie. Selon Helmholtz, le Soleil résultait de la concentration de matière initialement éparse dans tout l'espace : l'attraction gravitationnelle entre les particules de gaz solaire conduit le gaz à se contracter, perdant ainsi de l'énergie potentielle qui se transforme en énergie d'agitation cinétique, et donc élève la température ; en d'autres termes, le gaz solaire s'échauffe du fait de la compression qu'il subit. En effet, en se contractant, une masse gazeuse libère de l'énergie gravitationnelle, dont la moitié très exactement sert à échauffer le gaz et dont l'autre moitié est rayonnée dans l'espace. Selon ces calculs, en admettant que le Soleil avait initialement la dimension de l'orbite de Mercure et que sa luminosité soit restée constante, grâce à une contraction assez importante, de l'ordre de quelques dizaines de mètres par an, le Soleil aurait eu environ 30 millions d'années - 100 millions au maximum.

*Question I-2 : On rappelle que l'énergie potentielle gravitationnelle  $E_g$  d'une masse  $M$  de densité uniforme, contenue dans une sphère de rayon  $R$  vaut  $(3 GM^2/5R)$  où  $G$  est la constante de la gravitation universelle.*

*a- calculer la valeur de  $E_g$  (en Joules) pour le Soleil.*

*b- en admettant que la contraction lente du Soleil depuis un très grand rayon jusqu'à son rayon actuel, est susceptible de libérer sous forme de rayonnement, la moitié de cette énergie potentielle, calculer la durée de vie correspondante du Soleil. Discuter le résultat obtenu compte tenu de l'âge du Soleil.*

La théorie de Helmholtz fut largement adoptée et persista jusqu'au début du 20<sup>ème</sup> siècle. Elle se heurta en particulier à la théorie de l'évolution de Darwin, développée en 1860, qui évoquait une échelle de temps de l'évolution de plusieurs centaines de millions d'années.

On sait maintenant que la source d'énergie du Soleil, comme celle des étoiles, est la fusion thermonucléaire, dont le principe fut mis en évidence à la suite des travaux menés dès le début du siècle sur la structure de l'atome. Ce fut d'abord, en 1905, la formulation par Albert Einstein de la célèbre équation  $E = mc^2$  : une masse  $m$  peut se transformer en énergie, et l'énergie  $E$  ainsi libérée est égale au produit de la masse par le carré de la vitesse  $c$  de la lumière ; la moindre parcelle de masse contient potentiellement une énergie considérable ... qui devient disponible pourvu qu'on sache l'extraire. C'est le physicien français Jean Perrin qui, en 1919, le premier, a attiré l'attention sur la possibilité d'extraire cette énergie des noyaux atomiques eux-mêmes. Il nota que les masses atomiques des éléments sont, à peu de chose près, des multiples de celle de l'hydrogène. Si quatre noyaux d'hydrogène fusionnent pour former un noyau d'hélium, un peu de masse est perdue

(0,7 %), et cette masse doit donc se transformer en énergie. Un soleil d'hydrogène pur pourrait vivre au rythme actuel quelque 100 milliards d'années, à condition que tout son hydrogène se transforme en hélium. Avec l'énergie nucléaire, Jean Perrin fournissait enfin la clef du problème posé, mais il restait à préciser les conditions exactes de la fusion de l'hydrogène, et à vérifier si elle peut se produire dans le Soleil.

Le processus détaillé de cette transformation ainsi que la description de la structure interne du Soleil vinrent plus tard, lorsque la physique des particules eut fait suffisamment de progrès. Ce fut d'abord la découverte du proton, qui constitue le noyau d'hydrogène, par le physicien Ernest Rutherford, puis celle du neutron, particule de même masse que le proton mais sans charge électrique, par James Chadwick. Enfin, le physicien Harold Urey découvrit le deutérium, noyau lourd d'hydrogène, constitué à la fois d'un proton et d'un neutron.

Le Soleil était devenu une étoile âgée de 4,5 milliards d'années, plus ou moins semblable aux autres étoiles, distribuées dans le diagramme HR, qui est en quelque sorte un portrait de la société des étoiles. La vie de chaque étoile dépend des transmutations nucléaires qui s'effectuent dans ses régions centrales, ce qui signifie que la composition chimique de l'étoile évolue avec le temps. Il est logique de penser que ces changements peuvent affecter l'aspect général de l'étoile et correspondre à différentes phases de sa vie. La série principale, qui regroupe 80 % des étoiles, correspondrait alors à la période la plus longue de la vie d'une étoile, et les phases de géantes, à des épisodes plus courts.

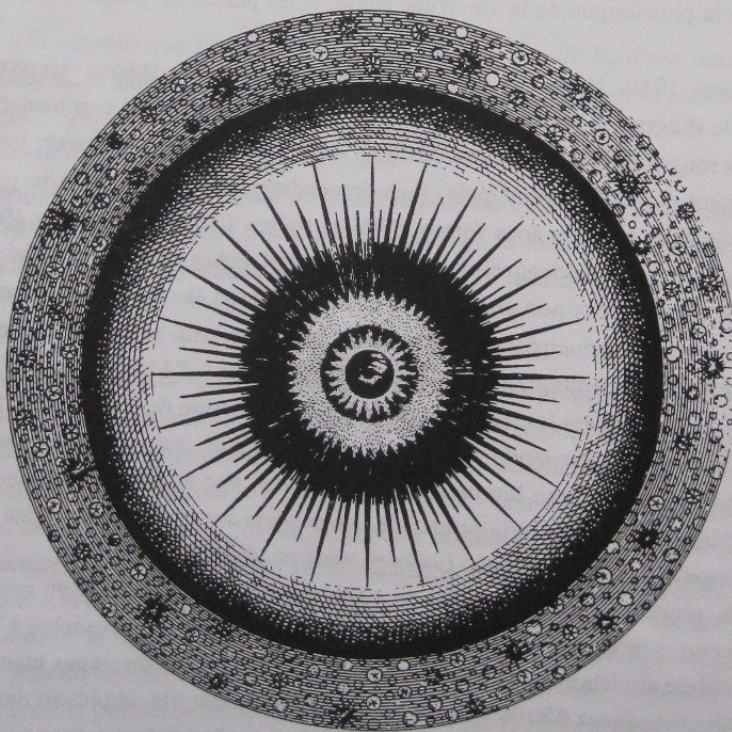
Dans les années 1910, Norman Lockyer proposa une première théorie décrivant l'évolution d'une étoile sur le diagramme HR. D'après Lockyer, les étoiles auraient commencé leur vie sous forme de géantes rouges diffuses, se contracteraient en se réchauffant pour former les étoiles bleues situées dans le haut de la série principale, puis descendraient lentement la série principale en se refroidissant, pour finir leur vie sous forme d'étoiles rouges (dans le bas de la série principale). Comme on n'avait pas encore découvert les étoiles naines blanches à l'époque, la théorie n'en faisait pas mention. Elle ne tenait pas non plus compte de la corrélation étroite entre la masse d'une étoile et sa position sur la série principale, découverte un peu plus tard. La théorie moderne décrivant l'évolution d'une étoile sur le diagramme HR est issue des travaux d'Arthur Stanley Eddington, dans les années 1920. En appliquant les lois de la physique à la structure des étoiles, Eddington se rendit compte que la luminosité d'une étoile stable - d'une étoile adulte - est reliée à sa masse. Les étoiles adultes de grande masse ont une luminosité plus grande et une surface plus chaude : ce sont les étoiles situées dans le haut de la série principale. La position sur la série principale ne reflète donc pas l'âge d'une étoile, comme le pensait Lockyer, mais plutôt sa masse initiale.

Une étoile adulte ne pouvant changer de manière appréciable de masse au cours de sa vie initiale, un déplacement le long de la série principale est impossible. En revanche, à la fin de sa vie, une étoile se déplace en dehors de la série principale, d'où l'existence de naines blanches et de géantes. Des modèles théoriques détaillés montrent qu'à la fin de leur vie, la plupart des étoiles deviennent des géantes ; certaines de ces géantes se contractent par la suite pour former des naines blanches stables et inertes. Les détails de l'évolution d'une étoile comme son destin final dépendent de sa masse initiale.

### I - 1 - 1 - 3 - Un Univers d'étoiles

L'Univers ne se limite pas au système solaire. Après avoir considéré les étoiles comme une sorte de décor d'arrière plan sur lequel se projetaient les déplacements des planètes et autres astres du système solaire, qu'ils considéraient comme constituant l'Univers, les astronomes ont découvert peu à peu, à partir du 17<sup>ème</sup> siècle, qu'elles sont des constituants essentiels de l'Univers. Grâce à la mesure de leur distance, au moins pour les plus proches d'entre elles, ils ont ensuite commencé à en dresser la répartition autour de nous.

Les premiers modèles apparaissent au 18<sup>ème</sup> siècle. En 1750, Thomas Wright proposa une représentation de l'Univers dans laquelle les étoiles se répartissaient dans une sorte de coquille, entre deux sphères concentriques dont Dieu occupait le centre (Fig. I-1). En 1755, Emmanuel Kant développa le système de Wright, en imaginant qu'il existait de nombreux systèmes analogues à celui décrit par Wright, qu'il appela "voies lactées", que l'on en vint à appeler "Iles d'Univers" au 19<sup>ème</sup> siècle, à la faveur des traductions successives des oeuvres de Kant. Pourquoi le système stellaire auquel appartient notre système solaire serait-il unique ? Kant imaginait que ces systèmes, très éloignés du nôtre, devaient nous apparaître sous la forme de nébuleuses, ce qui était conforme aux observations (Fig. I-2).



**Figure I-1 :** représentation spéculative de Thomas Wright (1750) montrant la Voie Lactée composée d'une couche sphérique d'étoiles, incluant le Soleil, autour d'un hypothétique centre galactique.

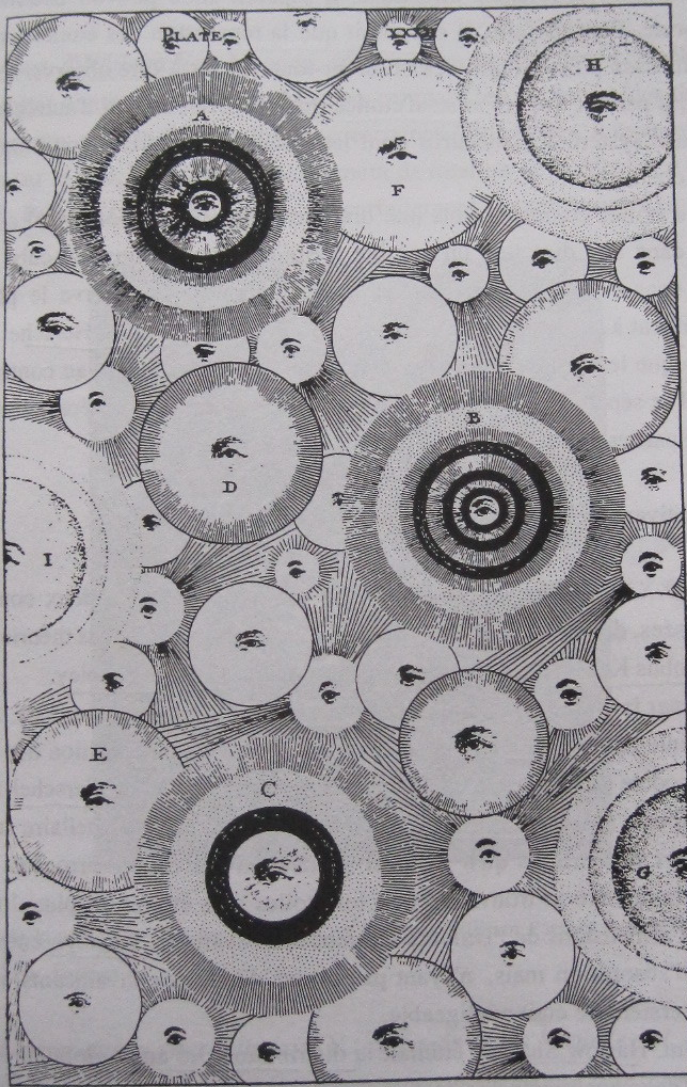


Figure 1-2 : représentation spéculative de Thomas Wright (1750) illustrant l'existence d'une multitude de voies lactées recouvrant tout le ciel, idée reprise par Kant dans sa conception des îles d'Univers.

William Herschel fut le premier à effectuer un dénombrement systématique des étoiles, en utilisant la technique des comptages. Grâce à ses grands télescopes, dont le premier avait un miroir de 66 cm de diamètre, et le second, construit en 1787, un miroir de 1,32 mètres, il découvrit que la plupart des nébuleuses étaient en fait des amas d'étoiles, ce qui le conduisit à entreprendre des comptages d'étoiles dans différentes directions. Il espérait ainsi pouvoir déterminer l'étendue de l'Univers et sa forme. Pour ce faire, il supposait que la répartition des étoiles est uniforme et que son télescope était assez puissant pour les observer toutes, c'est-à-dire observer les limites de notre système stellaire ; il pensait que les amas d'étoiles qu'il résolvait étaient d'autres systèmes stellaires analogues, avec des systèmes planétaires dont les habitants voyaient leur propre ciel comme le nôtre, avec une Voie lactée.

Le nombre d'étoiles comptées dans une direction est alors proportionnel au volume exploré. On compte donc dans une direction un nombre d'étoiles proportionnel au cube de l'extension du système stellaire dans cette direction : celles dans lesquelles on observe le plus grand nombre d'étoiles correspondent à la plus grande dimension du système. William Herschel explora ainsi 683 champs, et montra que les étoiles se répartissaient dans un disque aplati, au contour irrégulier, centré sur le Soleil ; il se séparait en deux branches, qui correspondent à la séparation de la Voie lactée sur le ciel en deux parties, dans la constellation du Cygne.

#### I - 1 - 1 - 4 - Un Univers de galaxies

Le début du XXème siècle fut le témoin du développement de deux conceptions, presque radicalement opposées, de la structure de l'Univers. Les champions de ces théories sont un astronome hollandais, Jacobus Kapteyn et un astronome américain, Harlow Shapley.

Pour déterminer la forme de la Galaxie, Kapteyn appliqua la technique de comptage d'étoiles précédemment définie par Herschel, mais en ayant désormais à sa disposition des critères de distances stellaires. Le modèle qu'il proposa en 1901 était similaire à celui de Herschel : centré sur le système solaire et de forme aplatie. Kapteyn savait que, si le rayonnement stellaire subissait une éventuelle absorption, les dimensions qu'il trouvait pour l'Univers étaient erronées. Cette absorption pouvait être due à la matière se trouvant entre les étoiles ; les étoiles les plus lointaines devenant alors invisibles, les dimensions de l'Univers seraient sous évaluées. Kapteyn entreprit de mettre en évidence cet effet d'absorption mais, n'ayant pas trouvé d'indices convaincants, il conclut en 1918 que l'absorption interstellaire était négligeable.

Simultanément, Harlow Shapley étudiait la distribution des amas globulaires. L'identification d'étoiles céphéides dans quelques amas permit d'estimer leur distance. Celles-ci sont considérables : plusieurs dizaines de milliers d'années de lumière, ce qui place les amas globulaires au-dehors de la Galaxie selon le modèle de Kapteyn. Pour concilier toutes ses observations, Shapley proposa en 1917 pour notre Galaxie une extension dix fois supérieure à celle de Kapteyn, le système solaire, dans ce vaste ensemble d'étoiles n'occupant qu'une position excentrique, alors que les amas globulaires sont répartis dans un halo sphérique.

Ce modèle révolutionnaire déclencha les passions, mais l'enjeu était important puisqu'il ne

s'agissait de rien moins que de la connaissance des dimensions de l'Univers.

Heber Curtis était un partisan convaincu de la nature extragalactique des nébuleuses spirales dessinées par William Parsons au siècle dernier. En observant des étoiles variables, - des novae -, dans quelques-unes d'entre elles, Curtis put, par une méthode semblable dans son principe à celle des céphéides, en estimer la distance : il s'agissait de systèmes, situés bien au-delà du nôtre, d'autres îles d'Univers.

Mais les travaux d'Adriaan Van Maanen, sur les mouvements dans ces nébuleuses spirales, apportèrent un résultat contradictoire. Van Maanen compara les photographies de quelques nébuleuses, prises à plusieurs années d'intervalle. Pour certaines d'entre elles, il remarqua que les étoiles s'étaient déplacées sur le ciel, par suite du mouvement de rotation de la nébuleuse spirale. En regardant les dessins de Parsons (Fig. I-2), on conçoit parfaitement ce mouvement (Fig. I-3).



**Figure I-3** : dessin de la nébuleuse Messier 51, réalisé en 1845 par William Parsons à partir de l'observation à travers son télescope de 180 cm d'ouverture.

**Question I-3** : Montrer que la vitesse linéaire  $V$  (exprimée en  $\text{ms}^{-1}$ ) sur le ciel, d'une étoile située à la distance  $d$  (exprimée en  $\text{a-l}$ ) et qui présente un mouvement propre  $\mu$  (exprimé en  $''/\text{an}$ ) est donnée par la relation :  $V = 1,46 \times 10^3 \mu d$ . Sachant que les vitesses typiques observées pour les étoiles sont de l'ordre de  $10^5 \text{ ms}^{-1}$ , expliquer pourquoi les résultats de van Mannen sur la détermination de mouvements propres d'étoiles de l'ordre de  $\mu = 10^{-2} ''/\text{an}$ , dans certaines nébuleuses, impliquaient que ces nébuleuses ne pouvaient être situées en dehors de notre Galaxie. On rappelle que :  $1 \text{ an} = 3,15 \times 10^7 \text{ s}$  et que  $1 \text{ a-l} = 9,46 \times 10^{15} \text{ m}$ .

Shapley montra que si ces nébuleuses étaient aussi lointaines que le suggérait Curtis, les observations de Van Maanen impliquaient des vitesses de rotation proches de la vitesse de la lumière. Shapley en conclut que ces nébuleuses spirales appartenaient nécessairement à notre Galaxie.

Au cours d'une réunion de l'Académie des sciences américaine, au mois d'avril 1920, Shapley et Curtis furent invités à confronter leurs arguments. L'enjeu de ce débat était tel que, depuis, on le qualifie de "grand débat". Il s'agissait de clarifier le dilemme mis en évidence par les observations : si les mesures de Van Maanen étaient correctes, les nébuleuses spirales étaient des objets proches de nous ; si les observations des novae étaient correctes, alors ces nébuleuses spirales étaient au contraire des objets extragalactiques. Mais d'autres arguments rendirent le débat encore plus complexe. Si les nébuleuses avaient une taille semblable à celle de notre Galaxie, telle qu'elle était estimée par Shapley, alors elles devaient se trouver encore bien plus loin que ne les laissait supposer l'estimation des distances faites par les novae. Au contraire, si les nébuleuses spirales étaient de la taille de notre Galaxie, telle qu'elle avait été déterminée par Kapteyn, leur distance était alors cohérente avec celle déterminée par les novae. Ainsi, au cours de ce débat, Shapley et Curtis étaient opposés sur deux thèmes : les dimensions de notre Galaxie et la nature des nébuleuses spirales : avait-on découvert les îles d'univers de Kant ? Dans cette confrontation, Curtis apparut indirectement comme le champion de l'univers de Kapteyn.

A l'issue du débat, il n'y eut ni vainqueur ni vaincu. On n'en comprit les raisons qu'ultérieurement : chacun utilisait des arguments justes et d'autres qui ne l'étaient pas. La confrontation entre Curtis et Shapley est tout aussi importante philosophiquement que scientifiquement, mais il semble qu'en 1920, bien peu de scientifiques en aient mesuré toute l'ampleur.

Ce débat ne trouva sa conclusion que quelques années plus tard lorsque fut mis en service au Mont Wilson un nouveau grand télescope de 2,50 m de diamètre. Grâce à ce puissant instrument, l'astronome américain Edwin Hubble détecta en 1923 des étoiles variables céphéides dans plusieurs nébuleuses spirales dont la galaxie d'Andromède. Ces étoiles dont la luminosité varie périodiquement autour d'une valeur moyenne, et qui sont aisément identifiables par leurs caractéristiques observationnelles, sont des indicateurs de distance, parce que leur luminosité moyenne est déterminée par leur période de variation. Une nouvelle estimation des distances plaça la nébuleuse d'Andromède à plus d'un million d'années de lumière de la Voie lactée, c'est-à-dire bien au-delà de notre Galaxie. L'existence des nébuleuses extragalactiques - appelées galaxies - était définitivement prouvée.

Toutes les précédentes déterminations de distance de ces nébuleuses étaient fondées sur l'observation des novae : or il existe plusieurs classes de novae, de luminosités différentes - ce que l'on comprit plus tard ; on avait attribué des distances trop faibles à celles dont on avait sous-estimé la luminosité.

**Question 1-4:** *Montrer que si l'on attribue à une catégorie de novae une luminosité trop faible, l'utilisation de cette calibration pour déterminer la distance de novae analogues, lointaines, conduira à sous-évaluer leur distance.*

Ce résultat était toujours en contradiction avec les mesures de Van Maanen. Finalement, en 1938, Hubble montra que les déplacements des étoiles dans les galaxies observés par Van Maanen étaient un artefact, provoqué par la précision limitée des instruments de mesure des plaques photographiques. Leur abandon ne remettait pas en cause cependant la rotation des galaxies, celle-ci ayant été prouvée indépendamment par l'analyse spectroscopique du rayonnement ; mais il annihilait les déterminations des distances et l'idée de la proximité des galaxies spirales. Une dernière question devait être clarifiée : quelle est l'étendue de notre Galaxie ?

La clef de ce problème résidait dans la mise en évidence d'une matière interstellaire, absorbant le rayonnement des étoiles, matière que Kapteyn avait vainement cherchée.

*Question I-5 : On assimile notre Galaxie, en première approximation, à un disque homogène d'épaisseur 200 parsecs avec le Soleil situé dans le plan central du disque. On admettra que l'absorption moyenne due à la traversée du milieu interstellaire du disque conduit à une extinction de 1 magnitude par kiloparsec ( $1 \text{ kpc} = 10^3 \text{ pc}$ ). On considère une étoile de magnitude absolue  $M_o = 0,0$ , de latitude galactique  $b$ , située à une distance  $d_o = 1 \text{ kpc}$ .*

*a- Que vaut la magnitude apparente de l'étoile ?*

*b- Que vaudrait l'extinction en magnitude pour  $b=30^\circ$  et pour  $b=10^\circ$  et quelles seraient les magnitudes apparentes correspondantes observées pour l'étoile ?*

*c- En supposant que l'on déduise la distance  $d$  de l'étoile (avec  $b=10^\circ$ ) à partir de  $M_o$  (supposée exacte) et sans corriger sa magnitude apparente observée, que vaut  $d$  en parsecs ? Comparer  $d$  et  $d_o$  ; quelle est l'erreur relative  $(d-d_o)/d_o$  faite en négligeant l'effet de l'extinction interstellaire ?*

## I - 1 - 2 - D'un Univers statique à un Univers dynamique en expansion

### I - 1 - 2 - 1- Les observations

Des observations de spectres de galaxies ont été réalisés très tôt, bien avant que leur nature extragalactique soit reconnue. Ainsi, William Huggins obtint le spectre de la galaxie d'Andromède en 1864, mais ce n'est qu'en 1898 que Julius Scheiner établit pour la première fois la présence de raies d'absorption dans le spectre continu ; il découvrit que ce spectre était très semblable à celui du Soleil, ce qu'il interpréta en décrivant les "nébuleuses spirales" comme des ensembles stellaires ; entre 1912 et 1925, Vesto Slipher obtint les spectres de 40 "nébuleuses" spirales et elliptiques et mit en évidence un premier résultat fondamental : les raies dans les spectres des galaxies sont systématiquement décalées vers le rouge.

Hubble ayant déterminé les distances de 46 galaxies dont les décalages vers le rouge étaient par ailleurs connus, il démontra en 1929 que la quantité  $z = \Delta\lambda/\lambda$ , appelée décalage spectral, est proportionnelle à la distance. Interprétant ce décalage spectral vers le rouge comme un effet Doppler-Fizeau, Hubble énonça la loi empirique observationnelle, encore appelée "**loi de Hubble**" : les galaxies sont animées d'une vitesse de fuite proportionnelle à leur distance.

La relation Doppler-Fizeau s'écrit, au premier ordre (c'est-à-dire quand  $z \ll 1$ ) :  $V_r = cz$  ; et la loi de Hubble se traduit par la relation :

$$V_r = cz = H_0 d$$

où  $H_0$  désigne la constante de proportionnalité, encore appelée "**constante de Hubble**" et  $d$  la distance. La loi de Hubble peut encore s'exprimer en disant de manière plus générale que les galaxies s'éloignent les unes des autres avec une vitesse radiale proportionnelle à leur distance. A la suite de Hubble, qui avait exprimé la vitesse en kilomètre par seconde et la distance en Mégaparsecs (= 1 million de parsecs), on a pris l'habitude de donner la valeur de  $H_0$  en  $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ , alors que  $H_0$  est homogène à l'inverse d'un temps et devrait donc s'exprimer en  $\text{s}^{-1}$ .

La valeur de la constante de Hubble  $H_0$ , ainsi établie empiriquement, a été obtenue à partir de la détermination des distances et des observations spectrales qui fournissent  $z$ . A l'époque, Hubble avait estimé  $H_0$  à  $530 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$  ; cette valeur fut revue plus tard à la baisse en corrigeant les luminosités des céphéïdes, utilisées comme indicateur de distance, de l'effet d'absorption interstellaire. En outre, la vitesse radiale d'une galaxie, telle qu'on la détermine par l'effet Doppler-Fizeau, est la somme de la vitesse d'expansion postulée par Hubble et de la composante radiale des mouvements particuliers dont elle est animée par rapport à l'observateur. En assimilant la vitesse radiale observée à la vitesse d'expansion, on fait donc une approximation ; ces erreurs individuelles n'entraînent pas nécessairement une erreur systématique sur la détermination de la constante de Hubble, si les composantes radiales des vitesses particulières des galaxies de l'échantillon utilisé sont distribuées aléatoirement.

**Question I-6 :** On considère une galaxie dont le décalage spectral relatif est  $z = 0,05$  et les raies suivantes caractérisées par leur longueur d'onde au repos indiquée entre parenthèses : raie  $L_\alpha$  de la série de Lyman de l'hydrogène (121,6 nm), raie  $H_\alpha$  de la série de Balmer de l'hydrogène (656,3 nm), raie de la molécule CO (2,6 mm) et raie 21 cm de l'hydrogène atomique (21,049 cm). Déterminer les décalages qui affecteront les positions de ces raies et leur longueur d'onde observée pour la galaxie considérée.

**Question I-7 :** Quel devrait être le décalage spectral relatif  $z$  minimum d'une galaxie pour que l'on puisse y observer la raie  $L_\alpha$  ( $\lambda_e = 121,6 \text{ nm}$ ) dans la fenêtre optique à  $\lambda_{obs} \geq 300 \text{ nm}$ .

### I - 1 - 2 - 2 - Les modèles relativistes

Cette découverte observationnelle d'un Univers en expansion confirmait les modèles théoriques conduisant à des univers en expansion développés par Friedmann (1923) et Lemaître (1927) dans le cadre de la Relativité générale d'Einstein.

### De la géométrie euclidienne à la métrique de Robertson-Walker

Dans l'espace euclidien classique à deux dimensions (c'est-à-dire dans un plan), la distance élémentaire  $ds^2$  entre deux points voisins séparés par  $dx$  et  $dy$  selon les deux coordonnées  $x$  et  $y$  lieu de  $x$  et  $y$ , on a :  $ds^2 = dx^2 + dy^2$  ; si l'on utilise des coordonnées polaires  $(r, \theta)$  au lieu de  $x$  et  $y$ , on a :  $ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2$ . Dans l'espace euclidien classique à trois dimensions, la distance élémentaire entre deux points voisins sur une sphère de rayon  $R$ , s'exprime simplement à par-

à démontrer

tir des coordonnées sphériques  $(R, \theta, \varphi)$  où  $\theta$  et  $\varphi$  sont deux angles jouant le rôle d'une latitude et d'une longitude, par :  $ds^2 = (R^2 d\theta^2 + R^2 \sin^2\theta d\varphi^2)$ .

Dans le cadre de la Relativité restreinte, Einstein a introduit la notion d'une distance élémentaire entre deux évènements repérés par des coordonnées spatiales (par exemple  $x, y$  et  $z$ ) et une coordonnée de temps, définies dans différents repères galiléens, dans un espace-temps à quatre dimensions. L'intervalle  $ds$  ainsi défini entre deux évènements par :  $ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$  est invariant dans un changement de repère ; à noter également que pour le trajet des photons entre deux points, quel que soit le repère :  $ds^2 = 0$ . Si l'on utilisait des coordonnées sphériques, la partie "spatiale" du  $ds^2$  s'écrirait :  $dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)$ . Cette description a été élargie dans le cadre de la Relativité générale, en se libérant des repères particuliers et de la notion de force à distance et instantanée (gravitation). Ainsi, l'effet d'une masse est de modifier la structure de l'espace en le courbant ; les particules se meuvent librement (sans être soumises à aucune force) dans un espace dont la géométrie courbe la trajectoire. Cette géométrie de l'espace étant déterminée par son contenu matériel et énergétique.

Les observations montrent que l'Univers à grande échelle est approximativement homogène et isotrope. Il existe bien des irrégularités locales - galaxies, amas et superamas de galaxies - mais on peut assimiler le contenu matériel de l'Univers au-delà de cette échelle, à un fluide parfait et continu caractérisé par une densité moyenne uniforme. Cette conception repose sur le principe cosmologique suivant : à l'exception d'irrégularités locales, l'Univers présente le même aspect pour tout observateur à un instant donné. Ce principe implique dans son énoncé même la définition d'un temps commun à tous les observateurs du fluide cosmologique, le temps cosmique  $t$ . Par ailleurs, l'hypothèse d'un fluide isotrope signifie par exemple que la figure (triangle) formée par 3 observateurs de l'espace en expansion doit rester semblable à elle-même (les angles du triangle doivent être conservés au cours du temps) et cela implique que les côtés du triangle augmentent (dans le cas d'une expansion) d'une manière similaire, avec un même facteur de proportionalité qui ne peut dépendre que du temps ; ce facteur noté  $R(t)$  est appelé "facteur d'échelle" de l'Univers. ✱

Dans ces conditions simples, on montre que l'intervalle élémentaire décrivant la distance  $ds^2$  de l'espace-temps à 4 dimensions de la Relativité générale a une expression bien particulière décrite par la "métrique de Robertson-Walker" (noté ci-après R-W) ; en transposant les coordonnées spatiales sphériques habituelles ( $r$  pour la coordonnée radiale, ici sans dimension, et les angles  $\theta$  et  $\varphi$ ) le  $ds^2$  peut se mettre sous la forme :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) [dr^2/(1-kr^2) + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\varphi^2]$$

où  $c$  désigne la vitesse de la lumière,  $R(t)$  le facteur d'échelle de l'Univers et  $k$  une constante caractérisant les 3 seules possibilités de géométrie de l'espace, avec  $k = 0$  pour un espace dit "euclidien",  $k = -1$  pour un espace dit "hyperbolique" et  $k = +1$  pour un espace dit "sphérique".

La Relativité générale postule que les particules libres du fluide cosmique se déplacent le long de lignes d'Univers telles que le  $ds^2$  soit maximum ; ces lignes sont appelées "géodésiques" de l'espace-temps et sont la généralisation de la droite euclidienne. Dans le cas d'univers homogènes et isotropes (métrique de R-W), les lignes d'Univers définies par  $r = \text{constante}$ ,  $\theta = \text{constante}$  et  $\varphi = \text{constante}$  sont des géodésiques. Ainsi, les particules du fluide cosmologique (galaxies, amas et

superamas de galaxies) ont des coordonnées spatiales invariables en fonction du temps cosmique : ces "particules" sont en quelque sorte incrustées dans l'espace ; on dit que les observateurs sont "comobiles". Cependant, l'expression du  $ds^2$  nous montre que la distance entre ces particules varie avec  $t$  et proportionnellement à  $R(t)$  ; la distance  $D$  entre deux observateurs comobiles est telle que :  $D(t) = D_0 R(t)$  où  $R(t)$  est une fonction universelle du temps seul et où la constante  $D_0$  dépend du choix des observateurs.

### Le décalage spectral en cosmologie

Pour des galaxies relativement proches de l'observateur, on peut négliger la variation du facteur d'échelle de l'univers pendant le parcours des photons depuis la galaxie émettrice - émission à l'instant  $t$  où le facteur d'échelle vaut  $R(t)$  - jusqu'à l'observateur - réception de la lumière à l'époque actuelle  $t_0$  où le facteur d'échelle vaut  $R_0$ , soit :  $R(t) = R_0$ . En désignant par  $r_e$  la coordonnée radiale de la galaxie émettrice, la distance  $D$  entre cette galaxie émettrice et l'observateur (situé à l'origine des coordonnées) est  $D = R_0 r_e$ . La vitesse d'éloignement relative est :

$$v = d(R_0 r_e)/dt = r_e dR_0/dt = R_0 r_e (dR_0/dt)/R_0 = D (dR_0/dt)/R_0.$$

On trouve donc une vitesse d'éloignement relative,  $v$ , proportionnelle à la distance  $D$ , avec une constante de proportionnalité  $H_0$  telle que  $H_0 = (dR_0/dt)/R_0$  ; il s'agit de la loi de Hubble qui apparaît ici comme une conséquence de la variation avec le temps du facteur d'échelle de l'Univers : la constante de Hubble  $H_0$  à l'époque actuelle est le rapport entre le taux de variation du facteur d'échelle de l'Univers actuel ( $dR_0/dt$ ) et ce facteur d'échelle  $R_0$ .

Dans le cas général des galaxies plus lointaines il faut tenir compte de la variation du facteur d'échelle  $R(t)$  et la notion simple de distance ne peut plus être utilisée.

Le parcours d'un photon entre l'émetteur et l'observateur, est caractérisé (comme en Relativité restreinte) par  $ds = 0$  et  $d\theta = d\phi = 0$  (trajectoire radiale) et compte tenu de l'expression du  $ds^2$  donnée précédemment (métrique R-W) on obtient :

$$\frac{c dt}{R(t)} = \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}$$

Soit une source de coordonnées  $r_e$ ,  $\theta_e$  et  $\phi_e$  qui émet deux photons à  $t_e$  et  $t_e + T_e$  ( $T_e$  est la période d'émission mesurée dans le système de l'émetteur). Ces deux photons parviennent à l'observateur situé en  $r_0$ ,  $\theta_0 = \theta_e$ ,  $\phi_0 = \phi_e$  aux dates  $t_0$  et  $t_0 + T_0$  ( $T_0$  est la période de réception mesurée par l'observateur). Pour chacun de ces deux photons, on peut écrire les deux égalités suivantes :

$$\int_{t_e}^{t_0} \frac{c dt}{R(t)} = \int_{r_e}^{r_0} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}$$

$$\int_{t_e + T_e}^{t_0 + T_0} \frac{c dt}{R(t)} = \int_{r_e}^{r_0} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}$$

Les seconds membres de ces deux équations étant égaux, les premiers le sont aussi, d'où :

$$\int_{t_e}^{t_0} \frac{c dt}{R(t)} = \int_{t_e + T_e}^{t_0 + T_0} \frac{c dt}{R(t)}$$

ou encore, en développant chacun des deux termes :

$$\int_{t_e}^{t_e+T_e} \frac{c dt}{R(t)} + \int_{t_e+T_e}^{t_o} \frac{cdt}{R(t)} = \int_{t_e+T_e}^{t_o} \frac{c dt}{R(t)} + \int_{t_o}^{t_o+T_o} \frac{cdt}{R(t)}$$

$$\int_{t_e}^{t_e+T_e} \frac{c dt}{R(t)} = \int_{t_o}^{t_o+T_o} \frac{cdt}{R(t)}$$

Mais entre les dates  $t_e$  et  $t_e+T_e$ , le facteur d'échelle  $R(t)$  n'a pratiquement pas varié et a pour valeur le facteur d'échelle  $R_e$  à l'instant d'émission. De même, entre les dates  $t_o$  et  $t_o+T_o$ ,  $R(t)$  ne varie pratiquement pas et peut être remplacé par le facteur d'échelle  $R_o$  à l'instant de la réception. L'égalité précédente s'écrit donc :

$$\frac{cT_e}{R_e} = \frac{cT_o}{R_o} \quad \frac{R_o}{R_e} = \frac{T_o}{T_e} = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = 1 + z$$

C'est la variation du facteur d'échelle de l'Univers entre les instants d'émission et de réception de la lumière qui détermine le décalage spectral relatif  $z$  perçu par l'observateur, indépendamment de la longueur d'onde, selon la relation simple :

$$1 + z = \frac{R_o}{R_e}$$

Les observations du décalage vers le rouge des galaxies lointaines montrent que  $\lambda_o > \lambda_e$  ce qui implique donc  $R_o > R_e$  ; comme  $t_o > t_e$  (temps d'observation postérieur à celui de l'émission), cela correspond à une croissance de  $R(t)$  avec le temps. Les distances entre les galaxies, proportionnelles à  $R(t)$ , sont croissantes : l'Univers est en expansion et les modèles cosmologiques devront en rendre compte.

## I - 2 - L' AGE DE L'UNIVERS SELON LES MODELES

### I - 2 - 1 - Les équations d'Einstein

Toutes les théories métriques de la gravitation postulent que la géométrie de l'espace est entièrement déterminée par son contenu matériel et énergétique. Un univers homogène et isotrope rempli d'un fluide parfait caractérisé par une pression  $P(t)$  et une masse volumique  $\rho(t)$  est régi par la métrique simple de R-W décrite précédemment ; dans ce cas, l'expression mathématique traduisant la dépendance entre la géométrie de l'espace et son contenu est relativement simple et s'écrit sous la forme suivante de deux équations dites "équations d'Einstein" :

$$\frac{8\pi G\rho}{3} = \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} - \frac{\Lambda c^2}{3} ; \text{ soit } \chi\rho c^2 = \frac{3}{c^2 R^2} (kc^2 + \dot{R}^2) - \Lambda \text{ avec } \chi = \frac{8\pi G}{c^4}$$

$$\chi P = \frac{-1}{c^2} \left( 2\frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} + \frac{kc^2}{R^2} \right) + \Lambda$$

avec :

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt} \quad \text{et} \quad \ddot{R} = \frac{d\dot{R}}{dt}$$

$\chi$  est une constante numérique qui s'exprime en fonction de la constante  $G$  de la gravitation universelle et de la vitesse  $c$  de la lumière par la relation :  $\chi = 8\pi G/c^4$  ; la constante  $\Lambda$  introduite en 1917 par Einstein est appelée "la constante cosmologique". Enfin les 3 valeurs de  $k$  possibles sont  $k = 0$  (espace "euclidien"),  $k = -1$  (espace "hyperbolique"),  $k = +1$  (espace "sphérique"). Au total les trois fonctions  $R(t)$ ,  $\rho(t)$  et  $P(t)$  sont liées par deux équations ; il en faut une troisième pour résoudre le problème : c'est l'équation d'état du fluide parfait remplissant l'univers,  $P = f(\rho)$ . Pour le gaz de galaxies remplissant l'Univers dans son **état actuel**, l'équation  $P = 0$  est une très bonne approximation car la masse volumique équivalente sous forme de rayonnement est tout à fait négligeable devant celle de la matière. A noter également que la solution dépend des paramètres  $k$  et  $\Lambda$ .

**Question I-8 :** Evaluer l'équivalent de la masse volumique associée au rayonnement cosmologique de température  $T = 2,7$  K, sachant que la densité d'énergie de rayonnement est donnée par la relation  $aT^4$  où la constante  $a = 7,564 \times 10^{-16}$  (SI). Comparer la valeur trouvée à celle associée à la matière de l'Univers.

### I - 2 - 2 - Le modèle statique d'Einstein et la constante cosmologique

Einstein a établi le modèle qui porte son nom en 1917, bien avant que la loi de Hubble soit mise en évidence (1929). Ainsi, Einstein supposa l'Univers statique avec  $R = \text{constante}$  et des dérivées première et seconde de  $R$ , nulles et  $P = 0$ . Les équations écrites plus haut conduisent alors à :

$$\chi \rho c^2 = 3k/R^2 - \Lambda \quad \text{et} \quad 0 = -k/R^2 + \Lambda$$

d'où :  $\chi \rho c^2 = 2k/R^2$  et  $k = \chi \rho c^2 R^2/2$ . La masse volumique  $\rho$  étant positive ainsi que  $\chi$ ,  $k$  est positif et sa valeur est nécessairement :  $k = +1$  ; d'où  $\Lambda = k/R^2 = \chi \rho c^2/2$ .

C'est en construisant ce modèle statique qu'Einstein fut amené à introduire une constante cosmologique  $\Lambda$  non nulle. Sans constante cosmologique, ce modèle serait celui d'un univers vide ( $\rho = 0$ ).

### I - 2 - 3 - Les modèles de Friedmann

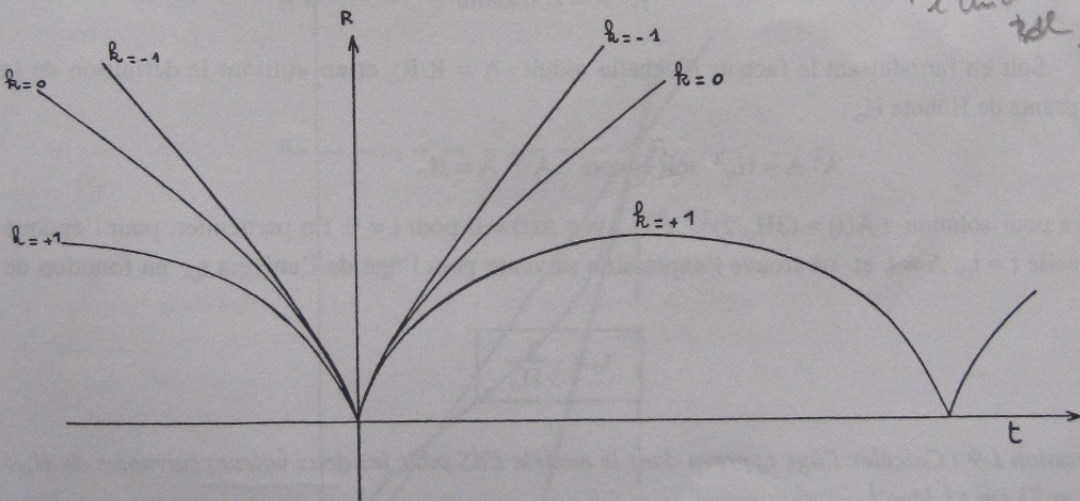
La loi de Hubble ne peut s'expliquer que si le facteur d'échelle  $R(t)$  varie avec le temps. On peut alors trouver des solutions à densité non nulle même si la constante cosmologique est nulle. A. Friedmann et plus tard G. Lemaître ont étudié les solutions des équations d'Einstein en adoptant comme simplification une constante cosmologique nulle ( $\Lambda = 0$ ). Dans ce cas seuls des modèles en expansion ou en contraction sont possibles. Les modèles de cette famille caractérisés par  $\Lambda = 0$  et  $P = 0$  sont appelés "modèles standards" ; ils présentent tous une singularité mathématique pour  $R = 0$  correspondant à un état de densité infinie à une date  $t = 0$  choisie comme origine et qui serait le début de l'expansion de l'univers. Les trois modèles possibles donnant la variation de  $R(t)$  sont représentés sur la figure I-4 :

- $k = -1$  correspond à un univers hyperbolique en expansion indéfinie.
- $k = 0$  correspond à un univers euclidien en expansion indéfinie ; ce modèle très simple porte le nom de “modèle Einstein-de Sitter” (modèle EdS).
- $k = +1$  correspond à un univers sphérique pour lequel la phase d’expansion initiale est suivie d’une phase de contraction puis d’une nouvelle expansion (univers dit “oscillant”).

Le point d’évolution actuel de l’Univers ( $t = t_0$ ) serait sur l’une des parties croissantes de ces trois courbes. “L’âge de l’Univers” est alors le temps  $t_0$  écoulé depuis ce début de l’expansion. A noter que dans le cas d’un univers oscillant, la notion de “début” est plus complexe puisqu’un tel univers est cyclique et pourrait être passé par des singularités antérieures dans un passé défini. Les modèles cosmologiques à points singuliers ont pris toute leur importance avec la découverte en 1965 du rayonnement de fond de ciel qui s’interprète naturellement comme un résidu de l’évolution de l’Univers à partir des phases initiales très denses que décrit la théorie du “big bang”.

La constante de Hubble  $H_0$  à l’époque actuelle est le rapport entre la dérivée de  $R(t=t_0)$  et  $R(t=t_0)$  ; de manière générale cette “constante” dépend du temps et du point d’évolution de l’Univers et l’on a :

$$H(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}$$



**Figure I-4 :** Les trois types de modèles relativistes homogènes et isotropes de Friedmann montrant l'évolution du facteur d'échelle  $R(t)$  de l'Univers en fonction du temps  $t$ .

Il faut rappeler pour mémoire, que la conception conduisant à un âge fini avec un (ou des) commencement(s) avait conduit des astronomes (en particulier, Bondi et Gold en 1948) à imaginer une théorie dite de l'état stationnaire qui évitait ces difficultés philosophiques en postulant que non

seulement l'univers était partout le même, mais qu'il restait semblable à lui même au cours du temps. Cela impliquait que de la matière se créait continuellement dans l'espace vide à un taux juste suffisant pour remplacer celle qui se diluait à cause de l'expansion des galaxies, de manière à maintenir une densité moyenne constante au cours du temps. Dans un tel modèle, l'expansion est uniforme dans l'espace et dans le temps ; l'Univers est infini en dimension et en âge, sans commencement ni fin.

### I - 2 - 4 - Le modèle Einstein-de Sitter

Dans ce modèle :  $P = 0$ ,  $k = 0$  et  $\Lambda = 0$ . Les équations d'Einstein s'écrivent alors :

$$\frac{8\pi G\rho}{3} = \frac{\dot{R}^2}{R^2} \text{ et } 2\ddot{R}R + \dot{R}^2 = 0$$

La première relation montre que la densité  $\rho$  a une valeur particulière  $\rho_c$  appelée "densité critique" déterminée par la valeur de la constante de Hubble :  $\rho_c = 3H^2/(8\pi G)$  et en particulier la densité actuelle  $\rho_0$  est liée à la valeur actuelle  $H_0$  de la constante de Hubble par la relation analogue :  $\rho_0 = 3H_0^2/(8\pi G)$ . On montre que les autres modèles de Friedmann ( $k = +1$  et  $k = -1$ ) correspondent respectivement à une densité  $\rho$  supérieure à  $\rho_c$  et inférieure à  $\rho_c$ .

La seconde équation implique que :

$$\dot{R}^2 R = \text{constante}$$

Soit en introduisant le facteur d'échelle réduit  $A = R/R_0$  et en utilisant la définition de la constante de Hubble  $H_0$  :

$$\dot{A}^2 A = H_0^2 \text{ soit encore : } A^{1/2} \dot{A} = H_0$$

qui a pour solution :  $A(t) = (3H_0/2)^{2/3} t^{2/3}$ , avec  $A(t) = 0$  pour  $t = 0$ . En particulier, pour l'époque actuelle  $t = t_0$ ,  $A = 1$  et on trouve l'expression suivante pour l'âge de l'univers  $t_0$ , en fonction de  $H_0$  :

$$t_0 = \frac{2}{3 H_0}$$

**Question I-9 :** Calculer l'âge  $t_0$  prévu dans le modèle EdS pour les deux valeurs suivantes de  $H_0$  : 50 et 75  $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ .

### I - 2 - 5 - Relation entre l'âge de l'Univers et $H_0$ suivant les modèles cosmologiques.

Les modèles de Friedmann prévoient un âge de l'Univers qui s'exprime en fonction de  $1/H_0$  par la relation :

$$t_0 = \frac{1}{H_0} f(\Omega_0)$$

où  $\Omega_0$  désigne le rapport de la densité actuelle  $\rho_0$  à la densité critique définie précédemment :

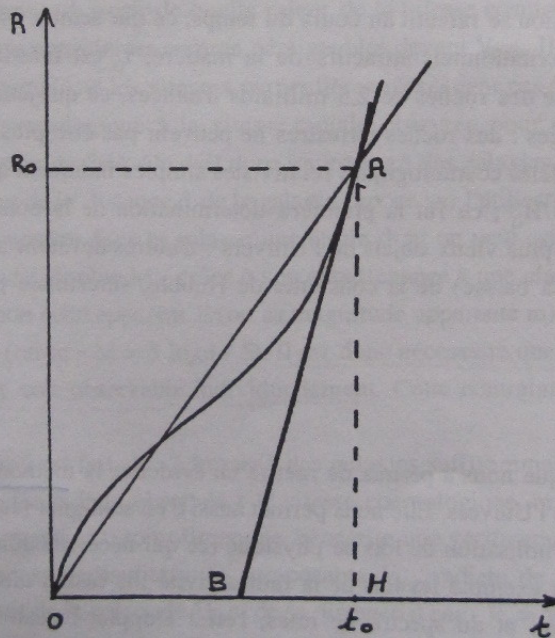
Fig  
âge

$$\Omega_0 = \frac{\rho_0}{\rho_c} = \frac{\rho_0}{3H_0^2 / (8\pi G)}$$

La fonction  $f(\Omega_0)$  a pour valeur maximum 1 (pour  $\Omega_0 = 0$ ) et décroît à mesure que  $\Omega_0$  augmente ; ainsi, dans les modèles de Friedmann, l'âge de l'univers  $t_0$  est toujours inférieur à  $1/H_0$ . La valeur particulière  $f(\Omega_0) = 2/3$  est associée au modèle EdS ( $k = 0$ ,  $\rho_0 = \rho_c$  et  $\Omega_0 = 1$ ) ; les deux autres modèles correspondent respectivement à  $f(\Omega_0)$  compris entre 1 et  $2/3$  (modèle hyperbolique :  $k = -1$ ,  $\rho_0 < \rho_c$ ,  $\Omega_0 < 1$ ) et à  $f(\Omega_0)$  inférieur à  $2/3$  (modèle sphérique :  $k = +1$ ,  $\rho_0 > \rho_c$ ,  $\Omega_0 > 1$ ).

**Question I-10** : Quelle est la valeur maximum de  $t_0$  pour les deux valeurs suivantes de  $H_0$  : 50 et 75  $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$  ?

Il faut souligner que ces résultats reposent sur les modèles de Friedmann qui adoptent dans un but de simplification, une constante cosmologique  $\Lambda$  nulle. Les modèles relativistes homogènes et isotropes à constante cosmologique non nulle peuvent être calculés et pour certaines valeurs de  $\Lambda$ , la courbe représentant  $R(t)$  présente un point d'inflexion ; au-delà de ce point, l'âge de l'univers peut être supérieur à l'inverse de la constante de Hubble. (Fig. I-5)



**Figure I-5** : exemple de modèle relativiste décrivant  $R(t)$  avec une constante cosmologique non nulle, conduisant à un âge de l'univers  $t_0 > 1/H_0$ .

**Question I-11 :** Calculer la valeur de la densité critique  $\rho_c = 3H_0^2/(8\pi G)$  pour les deux valeurs suivantes de  $H_0$  : 50 et 75  $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ . Comparer ces résultats à l'estimation  $\rho_0$  de la densité à matière observée actuellement.

**Question I-12 :** Montrer en utilisant le modèle avec une constante cosmologique non nulle présentée sur la figure I-5, que  $BH = 1/H_0$  et donc que  $t_0 > 1/H_0$ .

### I - 3 - PREMIERES EVALUATIONS DE L'AGE DE L'UNIVERS

La valeur  $H_0$  de la constante de Hubble est un indicateur de l'âge de l'Univers. En effet, l'inverse de  $H_0$  représente la durée qui se serait écoulée depuis le "début" d'une expansion s'effectuant au taux constant actuel. Soit  $d_0$  la distance entre deux galaxies à l'époque actuelle  $t_0$  ; cette distance serait nulle à l'époque antérieure  $t = 0$ , dans le cas d'une expansion uniforme avec une vitesse relative d'éloignement constante,  $V = H_0 d_0$ , pour  $t_0$  tel que :

$$d_0 = V t_0 = (H_0 d_0) t_0, \text{ d'où : } t_0 = 1 / H_0$$

Avec  $H_0 = 530 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ , on obtient  $t_0 = 1,9 \times 10^9$  années, qui serait donc la durée écoulée depuis le "début" de l'expansion ou encore "l'âge de l'Univers", dans le cas d'une expansion à taux constant ; si l'expansion se ralentit au cours du temps, ce qui semble intuitif, l'expansion étant freinée par les effets gravitationnels attractifs de la matière,  $t_0$  est inférieur à cette valeur. On connaissait à cette époque des roches de 2,5 milliards d'années, ce qui jetait déjà un doute sur la compatibilité des deux âges : des roches terrestres ne peuvent pas être plus vieilles que l'Univers ! D'autant plus que les modèles cosmologiques relativistes simples indiquent que l'âge de l'Univers  $t_0$  est toujours inférieur à  $1/H_0$  ; ce fut la première détermination de la constante de Hubble et sa confrontation à l'âge des plus vieux objets de l'Univers : d'autres devaient suivre ! Elle se résolut par une réévaluation (à la baisse) de la constante de Hubble, surestimée parce que les distances étaient sous-estimées.

### I - 4 - CONCLUSION

Cette revue historique nous a permis de mettre en évidence la méthodologie qui préside à la détermination de l'âge de l'Univers. Elle nous permet aussi d'en souligner les difficultés.

1- Elle repose sur l'utilisation de lois de physique (ce qui nécessite donc qu'on en ait connaissance) : on aura noté par exemple les lois de la radioactivité ; la fusion thermonucléaire ; les propriétés du spectre continu et du spectre de raies, l'effet Doppler-Fizeau ; l'équivalence masse-énergie ; la loi de conservation de la masse-énergie ; la théorie de la gravitation ... On a également postulé leur universalité dans l'espace et leur permanence dans le temps.

2- Elle utilise des modèles : modèle de structure interne du Soleil qui permet de déterminer son âge ; modèle cosmologique d'un Univers dynamique en expansion, reposant sur l'hypothèse

cosmologique.

3- Ces modèles sont susceptibles d'être affinés. Par exemple dans le modèle cosmologique le plus simple, d'une expansion uniforme, l'âge  $t_0$  de l'Univers est égal au "temps de Hubble"  $t_H = 1/H_0$ . Dans la classe des modèles cosmologiques de Friedmann, l'âge  $t_0$  de l'Univers est toujours inférieur au "temps de Hubble"  $t_H = 1/H_0$ . Dans le modèle particulier dit "modèle standard" où  $\Omega_0 = \rho/\rho_c = 1$ ,  $t_0 = (2/3) t_H$ .

4- L'évolution historique des connaissances repose aussi sur l'importance décisive des développements techniques : l'accès à de grands télescopes, par exemple.

5- Il est nécessaire de prendre en compte tous les paramètres qui affectent le résultat, et d'analyser leur importance relative. Dans le cas de la détermination de l'âge de l'Univers :

- $H_0$  est le quotient de la vitesse cosmologique  $V_{\text{cos}}$  d'une galaxie par sa distance  $d$ . Les incertitudes sur la détermination de  $H_0$  proviennent donc des incertitudes dans la détermination de chacun des deux paramètres : vitesse cosmologique et distance.

- On mesure une vitesse radiale par observation du décalage spectral  $z = V_r/c$ , donc par rapport à la Terre. On la corrige ensuite du mouvement de la Terre par rapport au Soleil et de celui du Soleil dans la Galaxie. On obtient alors la vitesse radiale  $V_r$  relative de chaque galaxie par rapport à la nôtre. Cette vitesse radiale n'est pas la vitesse cosmologique, parce que notre Galaxie et la galaxie observée sont toutes les deux animées de mouvements particuliers mal connus. Dans la mesure où l'on a une indication sur l'ordre de grandeur des mouvements particuliers d'ensemble des galaxies, on peut déterminer à partir de quelle valeur de la vitesse cosmologique, ces composantes particulières peuvent être considérées comme négligeables devant  $V_{\text{cos}}$ . Il sera alors légitime d'assimiler  $V_r$  à  $V_{\text{cos}}$ . Par exemple, si les vitesses particulières n'excèdent pas  $50 \text{ km s}^{-1}$ , il sera légitime d'assimiler la vitesse cosmologique à la vitesse radiale observée pour des valeurs supérieures à  $1000 \text{ km s}^{-1}$  (à la précision de 5%). On doit donc s'adresser à des galaxies suffisamment éloignées.

- La détermination de la distance  $d$  de la galaxie repose sur l'utilisation d'une "chandelle standard" : il s'agit de reconnaître dans la galaxie une étoile dont on peut estimer la luminosité intrinsèque  $L$  (ou la magnitude absolue  $M$ ), grâce à son appartenance à une classe d'objets de luminosité connue ; en mesurant son éclat apparent  $E$  (ou sa magnitude apparente  $m$ ), on peut en déduire  $d$  par la relation  $L = 4\pi d^2 E$  (ou  $m - M = 5 \log d - 5$ ). Il est donc nécessaire que la galaxie soit assez proche pour que l'étoile y soit observable individuellement. Cette contrainte est donc contradictoire avec la précédente.

- Le compromis qui est fait, de s'adresser à des galaxies suffisamment éloignées pour que l'on puisse assimiler la vitesse radiale observée à la vitesse cosmologique, mais suffisamment proches pour que la chandelle standard y soit observable, nécessite une vérification a posteriori de l'importance de ces mouvements particuliers : la composante  $V_{r,p}$  radiale de la vitesse particulière de chaque galaxie se déduit de la valeur de  $H_0$  et de sa distance  $d$  par :  $V_r = V_{\text{cos}} + V_{r,p} = H_0 d + V_{r,p}$ .

- On a entrevu l'importance des effets d'extinction de la lumière qui modifient la magnitude apparente d'un astre.

## REPONSES AUX QUESTIONS

### Question I-1 :

a- La durée  $T$  correspond à la disparition par désintégration de la moitié des atomes existants ; leur nombre est donc  $A_0/2$  au bout de  $T$ ,  $A_0/4$  au bout de  $2T$ ,  $A_0/8$  au bout de  $3T$  etc. soit :  $A = A_0/2^n$  au bout de la durée  $t = nT$ .  $D = A_0 - A = A_0(1 - 1/2^n)$ .

b-  $D/A = 2^n - 1$ , d'où :  $2^n = 1 + D/A$  et  $\log 2^n = n \log 2 = \log(1 + D/A)$ .

D'où :  $t = nT = (T/\log 2) \log(1 + D/A) = 3,32 T \log(1 + D/A)$ .

c-  $D/A = 3/76$  et  $t = 3,32 \times 48,8 \times 10^9 \log(79/76) = 2,72 \times 10^9$  ans.

### Question I-2 :

a-  $G = 6,67 \times 10^{-11}$  et pour le Soleil :  $M = 2 \times 10^{30}$  kg,  $R = 7 \times 10^8$  m d'où  $E_g = 2,3 \times 10^{41}$  J.

b- Sachant que le débit d'énergie du Soleil n'a pas considérablement changé au cours du temps, on adopte le taux actuel :  $L = 4 \times 10^{26}$  W, d'où la durée de vie  $t_g$  correspondant à la réserve d'énergie  $E_g/2$  :  $t_g = 1,15 \times 10^{41} / (4 \times 10^{26}) = 2,8 \times 10^{14}$  s  $\approx 10^7$  ans. Cette valeur est trop petite d'un facteur 500 environ, pour expliquer le débit d'énergie du Soleil depuis 5 milliards d'années (âge du système solaire).

**Question I-3 :** L'angle  $\mu$  parcouru en une année étant très petit, la longueur parcourue en un an ( $1 \text{ an} = 3,15 \times 10^7$  s) sur le fond du ciel vaut  $\mu d$  où l'angle  $\mu$  doit être exprimé en radians. On a donc la relation suivante liant la vitesse linéaire  $V$ ,  $\mu$  et  $d$  :  $V(\text{ms}^{-1}) \times (3,15 \times 10^7) = \mu(\text{rad/an}) \times d(\text{m})$ . Avec les unités utilisées ici :  $d(\text{m}) = d(\text{a-l}) \times 9,46 \times 10^{15}$  et  $\mu(\text{rad/an}) = \mu("/\text{an}) \times 4,85 \times 10^{-6}$  d'où :  $V(\text{ms}^{-1}) = 1,46 \times 10^3 \mu("/\text{an}) d(\text{a-l})$ . Pour  $\mu = 0,01$  et  $V = 10^5$  on trouve  $d = 6800$  a-l. Cette valeur est bien inférieure à la dimension de notre Galaxie (selon Shapley le diamètre de celle-ci était de 300 000 a-l). Placer les nébuleuses dans lesquelles on observait des mouvements d'étoiles de l'ordre de  $0,01"/\text{an}$  bien au-delà de notre Galaxie, impliquait des vitesses d'étoiles anormalement élevées (plusieurs milliers de km par seconde).

**Question I-4 :** La distance  $d$  d'une nova lointaine se déduit de la relation  $d = (L/4\pi E)^{1/2}$  où  $E$  est l'éclat apparent mesuré pour cette nova et  $L$ , la luminosité fournie par la calibration des novae ; si on utilise une valeur de  $L$  trop petite, on détermine une distance trop petite.

### Question I-5 :

a-  $m - M_0 = 5 \log d - 5$  (avec  $d$  en parsecs) ; pour  $M_0 = 0,0$  et  $d = 1000$  pc on trouve :  $m = 10,0$ .

b- L'extinction en magnitude est proportionnelle au trajet parcouru dans le disque galactique, à raison de 1 magnitude par kiloparsec. Pour une latitude  $b$ , la longueur traversée (en kpc) est  $(0,2/2)/\sin b$  donc l'extinction en magnitude  $\Delta m$  est :  $(0,2/2)/\sin b$ . Soit pour  $b = 30^\circ$  :  $\Delta m = 0,2$  et pour  $b = 10^\circ$  :  $\Delta m = 0,58$  ; les magnitudes apparentes observées correspondantes sont  $m = 10,2$  (pour  $b = 30^\circ$ ) et  $m = 10,58 \approx 10,6$  (pour  $b = 10^\circ$ ).

c- avec  $m = 10,6$  et  $M_0 = 0,0$ , on déduit  $d = 1318$  pc ; l'erreur relative sur la distance est  $318/1000 \approx$

0,32, c'est-à-dire que la distance serait surestimée de près de 30%.

**Question I-6 :**  $\Delta\lambda = z \times \lambda_e = 0,05 \lambda_e$  et  $\lambda_{\text{obs}} = (1+z) \lambda_e$ . D'où les résultats suivants pour les différentes raies (la première valeur indique  $\Delta\lambda$  et la seconde  $\lambda_{\text{obs}}$ ) :  $L_{\alpha}$  : 6,1 nm et 127,7 nm ;  $H_{\alpha}$  : 32,8 nm et 689,1 nm ; CO : 0,13 mm et 2,7 mm ; HI : 1,052 cm et 22,102 cm.

**Question I-7 :**  $\lambda_{\text{obs}} = (1+z) \lambda_e = (1+z) \times 121,6 \geq 300$  implique  $(1+z) \geq 2,467$  soit :  $z \geq 1,467$ .

**Question I-8 :** L'équivalent massique de l'énergie  $aT^4$  contenue dans l'unité de volume sous forme de rayonnement est  $aT^4/c^2$  (relation  $E = mc^2$ ) soit ici :  $7,564 \times 10^{-16} \times (2,7)^4 / (9 \times 10^{16}) = 4,47 \times 10^{-31} \text{ kg m}^{-3}$ . Cette valeur est de l'ordre du millième de la masse volumique de matière dans l'univers actuel.

**Question I-9 :** 1 Mpc =  $3,09 \times 10^{19} \text{ km}$  ; 1 année =  $3,16 \times 10^7 \text{ s}$ . Pour  $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , on a  $1/H_0$  (en s) =  $3,09 \times 10^{19}/50$  et  $1/H_0$  (en années) =  $3,09 \times 10^{19}/(50 \times 3,16 \times 10^7) = 19,5 \times 10^9$ . D'où  $t_0 = 2/(3H_0) = 13 \times 10^9 \text{ ans}$  pour  $H_0 = 50$  et  $t_0 = 8,7 \times 10^9 \text{ ans}$  pour  $H_0 = 75$ .

**Question I-10 :**  $1/H_0 = 19,5 \times 10^9 \text{ ans}$  pour  $H_0 = 50$  et  $1/H_0 = 13 \times 10^9 \text{ ans}$  pour  $H_0 = 75$ .

**Question I-11 :** Pour  $H_0 = 50$ , on a  $1/H_0 = 19,5 \times 10^9 \times 3,16 \times 10^7 = 6,16 \times 10^{17} \text{ s}$ , d'après la question I-10. D'où :  $\rho_c = 3/(8\pi \times 6,7 \times 10^{-11} \times (6,16)^2 \times 10^{34}) = 4,7 \times 10^{-27} \text{ kg m}^{-3}$ . La valeur correspondante avec  $H_0 = 75$  s'obtient simplement en multipliant par  $(75/50)^2 = 2,25$  d'où :  $\rho_c = 1,1 \times 10^{-26} \text{ kg m}^{-3}$ . Dans les deux cas la densité critique est supérieure à la densité  $\rho_0$  estimée à environ :  $3 \times 10^{-28} \text{ kg m}^{-3}$ . Cela impliquerait dans le cadre des modèles de Friedmann, un espace hyperbolique avec une expansion qui se poursuivrait indéfiniment.

**Question I-12 :** Le point A sur la courbe a pour coordonnées  $R_0$  et  $t_0$  (époque actuelle) ; la droite AB est la tangente en A à la courbe et a pour pente  $(dR_0/dt)$  ; cette pente est aussi égale à  $AH/BH = R_0/BH$ , on a donc l'égalité :  $R_0/BH = dR_0/dt$ , soit :  $BH = R_0 / (dR_0/dt) = 1/H_0$  et comme  $BH < OH$ , on a bien dans ce modèle particulier :  $t_0 > 1/H_0$ .

## CHAPITRE II : LA DETERMINATION DES VITESSES COSMOLOGIQUES

II - 1 - INTRODUCTION	36
II - 2 - LA METHODE SPECTROSCOPIQUE	37
II - 3 - LA DETERMINATION DE LA VITESSE RADIALE D'ENSEMBLE A PARTIR DES SPECTRES OBSERVES	39
II - 4 - COMMENT ON EVALUE LES VITESSES PARTICULIERES DES GALAXIES	43
II - 5 - CONCLUSION	43
REPNSES AUX QUESTIONS	46

### CE QU'IL CONVIENT DE REVISER AVANT D'ABORDER CE CHAPITRE :

- Chapitre IX : Détermination de la vitesse des objets en astrophysique ; identification des raies dans un spectre.
- Chapitre XII : La rotation différentielle de la Galaxie.
- Chapitre XIII : Propriétés physiques des galaxies ; les décalages spectraux records observés pour les galaxies ; la structure à grande échelle .

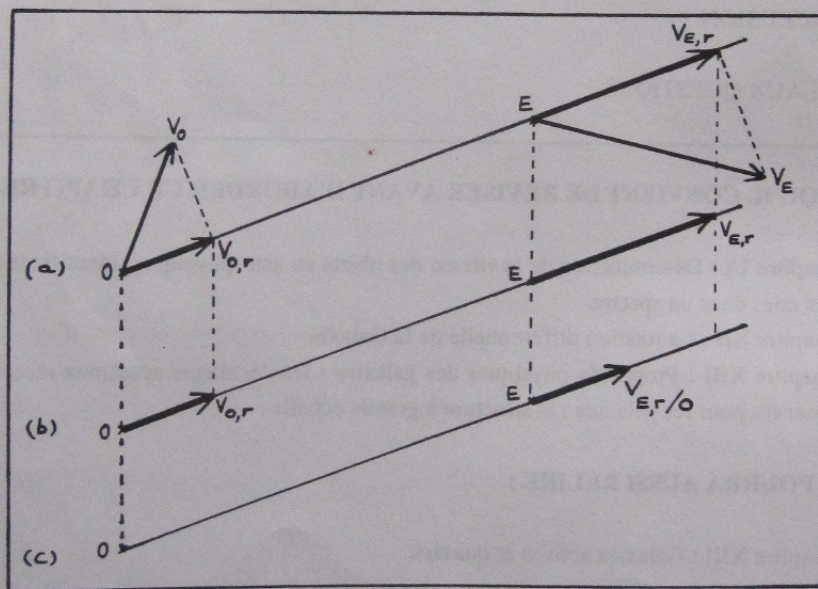
### ON POURRA AUSSI RELIRE :

- Chapitre XIII : Galaxies actives et quasars.

## II - 1 - INTRODUCTION

Nous utiliserons dans ce qui suit - suivant en cela un usage consacré - le terme de "vitesse cosmologique" pour caractériser, grâce à l'utilisation de la relation Doppler-Fizeau, le décalage spectral provoqué par la dilatation de l'Univers. Cela signifie que l'on traduira simplement le décalage spectral  $z$  observé en "vitesse de fuite"  $cz$  (en multipliant  $z$  par la vitesse de la lumière  $c = 300\,000\text{ km s}^{-1}$ ). L'utilisation de la relation Doppler-Fizeau classique est pratiquement utilisable jusqu'à  $z = 0,1$ , soit  $cz = 30\,000\text{ km s}^{-1}$ .

Grâce aux dispositifs de spectroscopie, l'observateur peut déterminer le décalage spectral relatif  $z = \Delta\lambda/\lambda$  d'une raie du spectre de la galaxie observée, et en déduire une vitesse radiale  $V_r$  par la relation Doppler-Fizeau. La détermination de  $z$  nécessite que l'on identifie une ou plusieurs raies, de longueur d'onde connue, dans le spectre observé et que l'on mesure sur le spectre la longueur d'onde à laquelle elle apparaît ; le terme  $V_r$  est la somme de la vitesse cosmologique (décalage dû à l'expansion) et de la projection sur la ligne de visée de la somme des composantes des vitesses dont est animée la galaxie (décalages dus à l'effet Doppler-Fizeau) - ou la région observée de la galaxie - par rapport à l'observateur (Fig II-1). On doit donc analyser l'ensemble de ces contributions pour en déduire la valeur de la composante cosmologique  $V_{\text{cos}}$ .



**Figure II-1 :** Représentation schématique de la composition des vitesses ; en (a) l'observateur O et un émetteur E ont pour vecteur vitesse, respectivement  $V_O$  et  $V_E$  dans un certain repère ; les vecteurs  $V_{O,r}$  et  $V_{E,r}$  sont les projections de  $V_O$  et  $V_E$  sur la ligne de visée OE ; en (b), seules sont représentées les composantes radiales des vitesses de O et E ; en (c) le vecteur  $V_{E,r/O}$  correspond à la vitesse radiale relative de E par rapport à O : il est représenté avec une longueur égale à la différence des longueurs de  $V_{E,r}$  et  $V_{O,r}$ . Le résultat net est ici une fuite relative de E par rapport à O (vitesse radiale comptée positivement dans le sens d'un éloignement).

*Question II-1 : Expliquer en quoi le décalage spectral  $z$  dû à l'expansion ne peut être assimilé à un décalage dû à un effet Doppler-Fizeau lié à un mouvement relatif dans l'espace. A quoi correspond un décalage spectral  $z = 1$  ?*

*Question II-2 : Montrer que pour des galaxies de faible décalage spectral  $z$ , on retrouve la relation Doppler-Fizeau classique.*

## II - 2 - LA METHODE SPECTROSCOPIQUE

Un système dispersif permet d'obtenir le spectre de la région observée de la galaxie en même temps qu'un spectre de comparaison, qui permet d'étalonner en longueur d'onde le spectre étudié.

Contrairement au cas d'une étoile, qui apparaît ponctuelle dans un télescope, la galaxie a généralement une certaine dimension apparente. L'observation détaillée de ses diverses régions permet de déterminer la distribution des vitesses radiales dans la galaxie.

Dans chaque région observée, les étoiles contribuent à un spectre de raies d'absorption ; les nébuleuses gazeuses à un spectre de raies d'émission.

De telles études détaillées ont permis d'établir les résultats suivants :

- Dans les galaxies spirales, les étoiles ou les nuages gazeux qui constituent la galaxie sont animés de mouvements circulaires dans le plan du disque ; la variation, avec la distance  $r$  au centre du disque, de la vitesse  $V(r)$  est la "courbe de rotation". Cette courbe de rotation comprend deux régions : la partie centrale où  $V(r)$  est en première approximation proportionnelle à  $r$ , ce qui signifie que la vitesse angulaire  $\omega = V(r)/r$  est sensiblement constante, et une seconde région où  $V(r)$  reste pratiquement constant puis décroît lentement à mesure que  $r$  augmente. La courbe de rotation passe donc par un maximum  $V_m$ . Aux mouvements d'ensemble se superposent des mouvements particuliers, aléatoires, des étoiles ou des nuages de gaz. Ces derniers ont des amplitudes très faibles (de l'ordre de  $10 \text{ km s}^{-1}$ ) devant  $V_m$ .

Des exemples de courbes de rotation pour des galaxies spirales sont présentés sur la figure II-2. Elles ont été obtenues en utilisant un spectrographe dans la raie  $H\alpha$  et en sélectionnant, à l'aide d'une fente, une région de largeur étroite autour du grand axe de la galaxie et de longueur (fente de longueur  $6'$ ) bien supérieure à la dimension optique de la galaxie. L'orientation du grand axe de la galaxie sur le ciel est repéré par l'angle appelé "angle de position" (noté AP) qui est compté sur le ciel à partir de la direction Nord ( $AP = 0^\circ$  pour la direction Nord) et positivement dans le sens contraire des aiguilles d'une montre, avec  $AP = 90^\circ$  pour la direction Est et  $AP = 180^\circ$  pour la direction Sud. Le spectrographe échantillonne la galaxie, le long de son grand axe, avec une résolution spatiale de  $2''$  et on enregistre ainsi la longueur d'onde observée de la raie  $H\alpha$  en différents points du grand axe d'où l'on déduit, via la relation Doppler-Fizeau, la vitesse radiale en ces différents points. Les résultats de la figure II-2 indiquent donc pour chaque galaxie, identifiée au-dessus de chaque cadre par un nom de catalogue (à gauche) et son ascension droite en h, min et s (à droite), la vitesse radiale héliocentrique en  $\text{km s}^{-1}$  en ordonnée en fonction de la distance au centre de la galaxie, mesurée en secondes de degrés le long du grand axe (les abscisses négatives et posi-

ves correspondent respectivement à la partie Sud-Ouest et à la partie Nord-Est du grand axe).

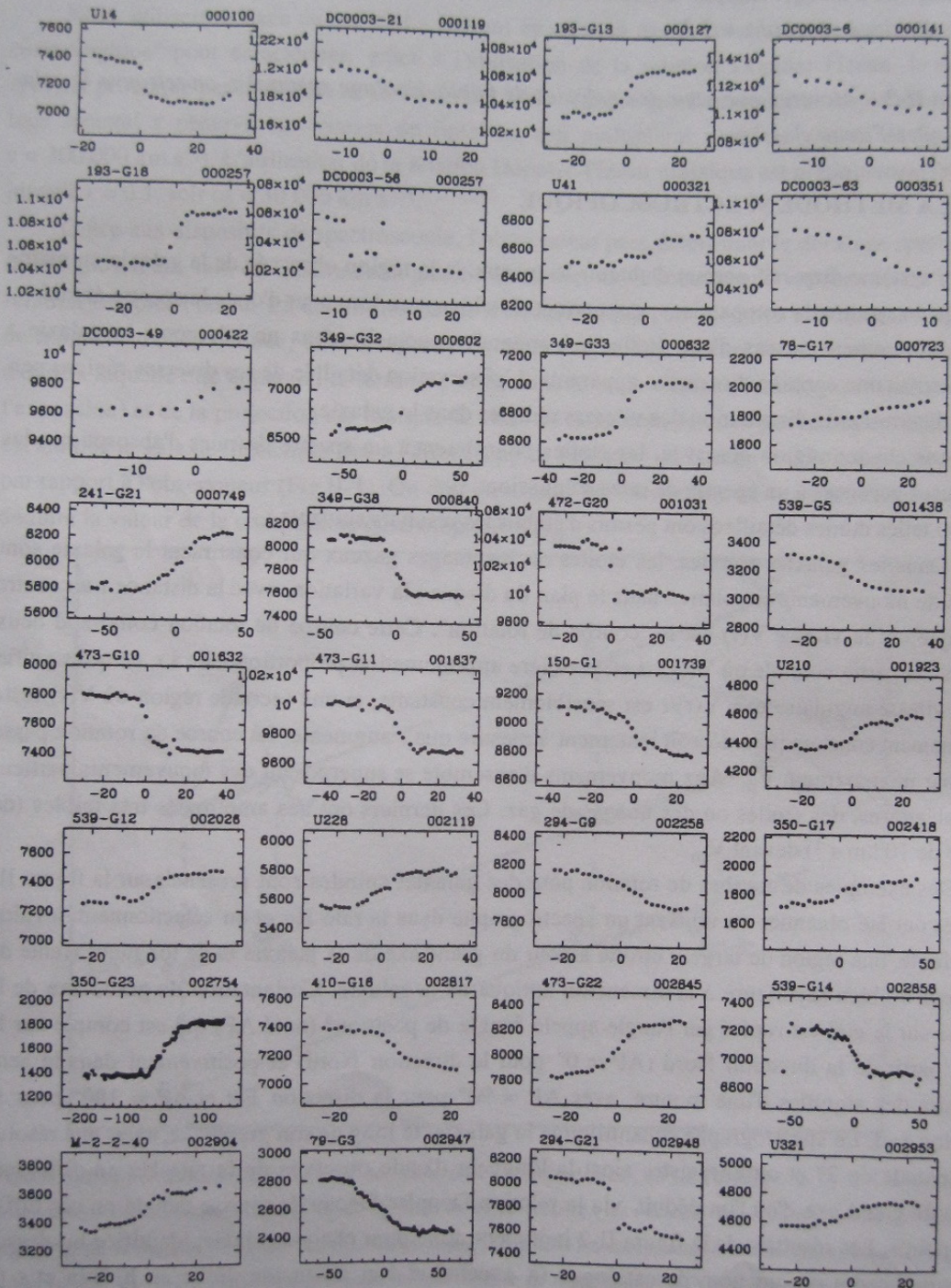
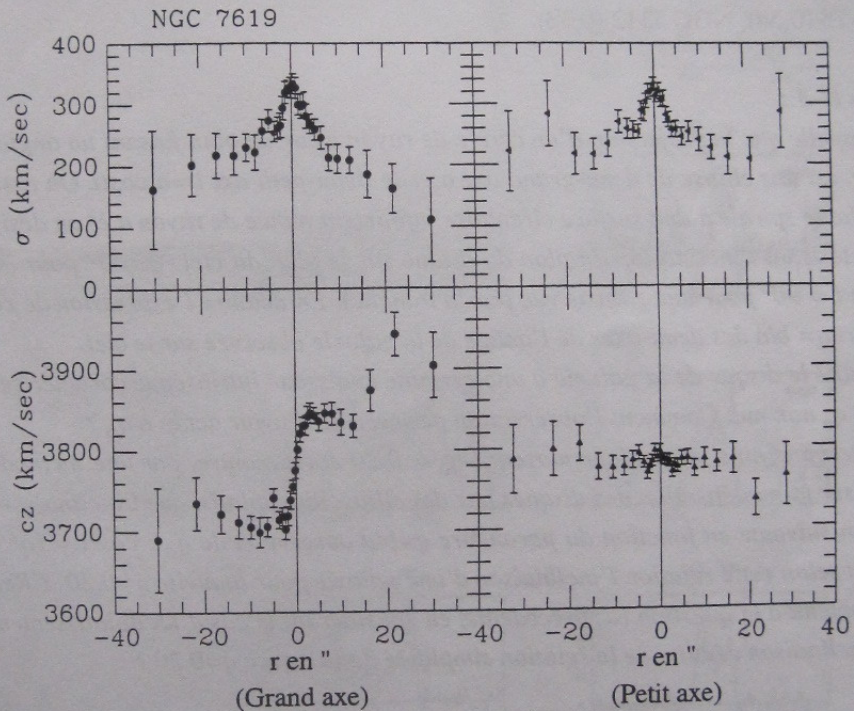


Figure II-2 : Exemples de courbes de rotation de galaxies spirales

- Dans les galaxies elliptiques, au contraire, les mouvements d'ensemble sont peu importants devant ceux de type aléatoire. Ainsi la vitesse de rotation maximale est typiquement de l'ordre de  $50 \text{ km s}^{-1}$  alors que la dispersion de vitesse caractérisant les mouvements aléatoires est de l'ordre de  $200\text{-}300 \text{ km s}^{-1}$ . La figure II-3 montre les résultats spectroscopiques obtenus pour une galaxie elliptique typique, en utilisant deux fentes orientées respectivement selon le grand axe et selon le petit axe de la galaxie, pour mesurer les vitesses radiales ( $cz$ ) et les dispersions de vitesses ( $\sigma$ ) en différentes positions le long de ces axes ; ces positions sont repérées par leur distance apparente  $r$  (en seconde de degré) au centre de la galaxie. La courbe de rotation (partie inférieure de la figure II-3) indique une amplitude totale de  $140 \text{ km s}^{-1}$  environ, soit :  $V_m = 70 \text{ km s}^{-1}$  suivant le grand axe et une absence de rotation selon le petit axe. La dispersion de vitesse (partie supérieure de la figure II-3) indique sur le grand axe, une dispersion centrale de  $330 \text{ km s}^{-1}$  qui diminue vers la périphérie de la galaxie jusqu'à  $150 \text{ km s}^{-1}$  environ, et un comportement similaire sur le petit axe.



**Figure II-3 :** Profils de dispersion de vitesse ( $\sigma$ ) et de vitesse de rotation ( $cz$ ) obtenus le long du grand axe et du petit axe de la galaxie elliptique NGC 7619.

### II-3 - LA DETERMINATION DE LA VITESSE RADIALE D'ENSEMBLE A PARTIR DES SPECTRES OBSERVES

Le spectre est affecté par l'ensemble des mouvements qui se produisent dans la région observée, à savoir : i) la vitesse radiale d'ensemble de la galaxie par rapport à l'observateur  $V_{r,e}$  et ii) la vitesse radiale particulière de cette région dans la galaxie. Des observations détaillées de la galaxie

permettent de déterminer la courbe de rotation, et en particulier la vitesse circulaire maximale  $V_m$ , la vitesse d'ensemble  $V_{r,e}$  et l'ordre de grandeur des mouvements aléatoires internes. Notons qu'il est nécessaire, pour déterminer la courbe de rotation, de connaître l'angle  $i$  d'inclinaison du plan de la galaxie sur le plan du ciel, perpendiculaire à la ligne de visée. On le fait, en supposant que le disque est circulaire et qu'on l'observe sous la forme d'une ellipse du fait de cet effet d'inclinaison.

On pourra examiner la reproduction photographique de l'amas de galaxies Hydra figurant dans le fascicule "Documents de Travail" pour se rendre compte que les images des galaxies apparaissent comme des ellipses caractérisées par un certain rapport d'axes  $b/a$ , où  $b$  et  $a$  désignent respectivement le demi-petit axe et le demi-grand axe de l'ellipse. A titre d'exemple, on pourra rechercher les galaxies spirales suivantes (classées dans un ordre d'inclinaison décroissante) pour lesquelles on indique ci-après, entre parenthèses, la valeur du rapport d'axes  $b/a$  correspondant : NGC 3336 (0,79), NGC 3308 (0,76), NGC3285A (0,72), NGC 3285 (0,59), ESO 501-51 (0,57), ESO501-75 (0,54), NGC 3312 (0,38).

### Question II-3 :

a- On rappelle que la projection d'un cercle de rayon  $a$  sur un plan faisant un angle  $\alpha$  avec le plan du cercle, est une ellipse de demi-grand axe  $a$  et de demi-petit axe  $b = a \cos \alpha$ . On assimile le disque d'une galaxie spirale à une surface circulaire infiniment mince de rayon  $a$  et on désigne par  $i$  l'angle caractérisant l'inclinaison du plan du disque sur le plan du ciel ( $i = 0^\circ$  pour une galaxie vue de face et  $i = 90^\circ$  pour une galaxie vue par la tranche). En déduire l'expression de  $q$  en fonction du rapport  $q = b/a$  des demi-axes de l'image de la galaxie observée sur le ciel.

b- En réalité le disque de la galaxie a une certaine épaisseur intrinsèque caractérisée par un aplatissement  $q_0$  non nul. Comment l'observation permet-elle d'avoir accès à  $q_0$  ?

c- On détermine ainsi une valeur moyenne  $q_0 = 0,20$  et on montre, par une méthode géométrique reposant sur la modélisation des disques par des ellipsoïdes aplatis, que l'inclinaison  $i$  se déduit de la relation suivante en fonction du paramètre  $q = b/a$  observé et de  $q_0$  :  $\cos^2 i = (q^2 - q_0^2) / (1 - q_0^2)$ . Quelle est selon cette relation l'inclinaison d'une galaxie pour laquelle  $q = 0,20$  ? Retrouve-t-on le résultat obtenu à la question (a) précédente, en considérant le cas d'un aplatissement nul ? Quelle serait l'inclinaison déduite de la relation simplifiée du (a) avec  $q = 0,20$  ?

Question II-4 : Quelle est la relation entre la vitesse radiale observée  $V_{obs}$  en un point du disque et la vitesse circulaire  $V_{cir}$  en ce point, dans le plan du disque ? Discuter brièvement la situation des galaxies spirales vues de face ( $i = 0^\circ$ ).

Question II-5 : On analyse les courbes de rotation de la Figure II-2 pour les 3 galaxies suivantes : 193-G18 (000257), 349-G33 (000632), 349-G38 (000840). Déterminer pour chaque galaxie les valeurs  $V_{max}$  (vitesse maximum) et  $V_{min}$  (vitesse minimum) de la courbe de rotation (on adoptera pour ces valeurs extrêmes, la valeur de palier moyenne). En déduire la vitesse radiale d'ensemble  $V_{r,e}$  en prenant la moyenne arithmétique de  $V_{max}$  et  $V_{min}$  puis la quantité :  $\Delta V = (V_{max} - V_{min})/2$  qui correspond à l'amplitude totale de la courbe de rotation observée.

On connaît par ailleurs le rapport d'axes  $q = b/a$  pour chacune des 3 galaxies, soit respectivement : 0,51, 0,29, 0,38. En utilisant la relation donnée dans la question II-3 avec  $q_0 = 0,20$ , en déduire l'inclinaison de chaque galaxie et la valeur correspondante de  $V_m$ .

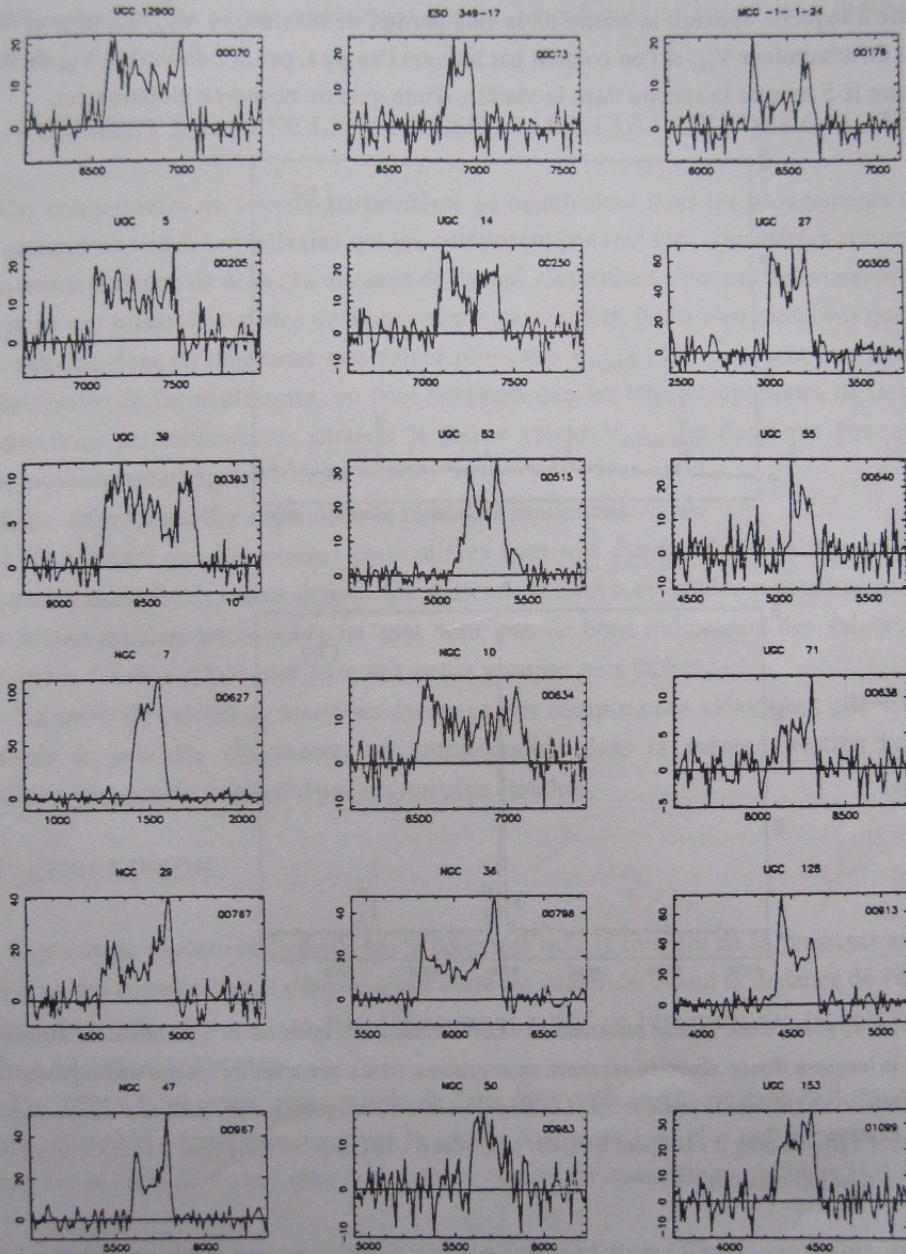
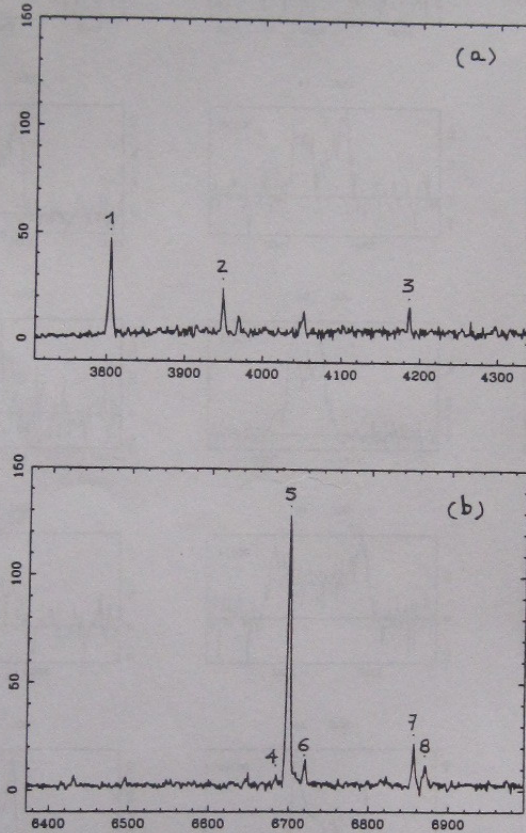


Figure II-4 : Exemples de profils de la raie 21 cm obtenus dans des galaxies observées globalement par le radiotélescope de Nançay : l'intensité (en  $10^{-29} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ) est représentée en fonction de la vitesse radiale héliocentrique (en  $\text{km s}^{-1}$ ).

Dans le cas de l'observation de la raie à 21 cm de longueur d'onde, la situation peut être différente, si le pouvoir séparateur du radiotélescope est plus grand que la dimension apparente de la galaxie : dans ce cas, on observe simplement une raie à peu près symétrique, élargie par l'ensemble des mouvements internes, et décalée en longueur d'onde de la quantité  $z = V_{r,e}/c$  (Fig. II-3). La longueur d'onde à laquelle apparaît le centre de la raie permet de déterminer  $V_{r,e}$ . La largeur  $W$  de la raie permet de déterminer  $V_m$ , si l'on connaît par ailleurs l'angle  $i$ , par la relation :  $2 V_m \sin i = W$ .

La figure II-5 montre le spectre dans le visible, d'une galaxie observée globalement.



**Figure II-5 :** Spectre global d'une galaxie présentant des raies d'émission : l'intensité en unité arbitraire, est représentée en fonction de la longueur d'onde observée exprimée en angströms ; deux domaines du spectre sont reproduits : en (a) dans la partie bleue et en (b) dans la partie rouge. Les raies identifiées, indiquées par les chiffres 1 à 8, sont les suivantes : [OII] pour 1 ; [NeIII] pour 2 ; H $\delta$  pour 3 ; [NII] pour 4 et 6 ; H $\alpha$  pour 5 ; [SII] pour 7 et 8. Cette galaxie a un décalage spectral relatif  $z = 0,02071$ .

**Question II-6 :** On donne les longueurs d'onde au repos  $\lambda_e$  suivantes (en angströms) pour les raies identifiées sur la figure II-5 : 3727,3 (1), 3868,74 (2), 4101,74 (3), 6548,10 (4), 6562,82 (5), 6583,60 (6), 6717,00 (7), 6731,30 (8). Par ailleurs des mesures précises des positions observées de ces raies ont fourni les longueurs d'onde  $\lambda_{obs}$  suivantes (en angströms) : 3804,27 (1), 3949,45 (2).

4186,04 (3), 6684,11 (4), 6698,72 (5), 6719,82 (6), 6856,00 (7), 6870,54 (8). Quel est (en angströms) le décalage  $\Delta\lambda$  minimum et le décalage  $\Delta\lambda$  maximum observé pour les raies mesurées ici ? Déterminer pour chacune des raies, la vitesse radiale  $cz$  déduite du décalage relatif :  $z = (\lambda_{\text{obs}} - \lambda_e) / \lambda_e$ . En déduire la vitesse radiale d'ensemble de la galaxie et estimer l'incertitude sur cette détermination. La valeur trouvée est-elle en accord avec la valeur de  $z$  indiquée dans la légende de la figure II-5 ?

## II - 4 - COMMENT EVALUER LES VITESSES PARTICULIERES DES GALAXIES

Ces composantes de vitesses particulières se manifestent dans les groupements de galaxies, petits groupes ou amas. Les galaxies qui les composent peuvent être considérées comme étant toutes à la même distance de nous : la distance de l'amas. Cependant, elles ont des vitesses radiales différentes, ce qui traduit l'existence de mouvements particuliers. Nous n'en mesurons que les composantes radiales, dont on détermine une valeur moyenne  $V_{r,\text{part}}$  ; en supposant que leurs directions sont distribuées de façon aléatoire, on peut supposer que les trois composantes de la vitesse, dans trois directions perpendiculaires auraient la même valeur  $V_{r,\text{part}}$ , et donc que l'intensité de cette vitesse moyenne serait égale  $\sqrt{3} V_{r,\text{part}}$ .

Cette méthode souffre cependant de plusieurs limitations.

- On constate que les vitesses particulières sont très élevées dans les régions centrales des amas, et en particulier des amas denses. On s'attend en effet à ce que les rencontres entre galaxies y soient fréquentes. Les amas riches ne sont donc pas de bons indicateurs des valeurs des vitesses particulières. On fera plutôt confiance aux petits groupes plus lâches.

- La méthode permet de mettre en évidence des composantes aléatoires ; elle est insensible à l'existence de courants d'ensemble qui entraîneraient dans la même direction l'ensemble des galaxies ou groupes de galaxies d'une région plus étendue.

## II - 5 - CONCLUSION

La méthode repose entièrement sur la propriété qu'a la lumière de se propager avec une vitesse finie, ce qui entraîne que la période d'une onde est modifiée quand la distance de l'émetteur varie au cours du temps, qu'il s'agisse d'un déplacement relatif de l'émetteur par rapport à l'observateur ou d'une dilatation de l'espace.

Cet effet a la propriété remarquable de faire intervenir la vitesse sans la distance ; autrement dit, son utilisation permet de déterminer la vitesse d'un astre - ou plus précisément la projection de celle-ci sur la ligne de visée - sans qu'il soit nécessaire de connaître par ailleurs la distance de l'astre.

La précision de la mesure dépend des conditions d'observation : sensibilité du télescope et résolution du spectrographe. Il faut recevoir suffisamment de lumière pour pouvoir la disperser beaucoup. Grands collecteurs et récepteurs sensibles, de type CCD, apportent des améliorations importantes. Un progrès décisif a été réalisé avec la mise en service des détecteurs électroniques

très sensibles dont le rendement, depuis les années 1980, est de l'ordre de 80% par contraste avec celui des récepteurs photographiques, essentiellement utilisés jusque là, qui est de 1%. Un autre progrès particulièrement intéressant pour obtenir le spectre des galaxies dans un amas en un temps très court est la technique des fibres optiques multiples, chacune permettant d'enregistrer en simultané le spectre d'une galaxie ; on peut ainsi en une pose unique obtenir le spectre de plusieurs centaines de galaxies dans un champ réduit. Dans les années 1950, seulement quelques centaines de galaxies avaient un z mesuré, vers 1989 il y en avait environ 25 000 et actuellement il y en a plus de 100 000. A noter également que les courbes de rotation sont disponibles pour plusieurs centaines de galaxies spirales. On notera aussi que l'observation par la radioastronomie de la raie 21 cm de l'hydrogène fournit une excellente précision, de l'ordre de  $\pm 15 \text{ km s}^{-1}$ .

*Question II-7 : Sachant que la durée de pose typique nécessaire vers 1970, pour détecter un spectre dans la périphérie du disque d'une galaxie, était de 3 heures avec les détecteurs photographiques de l'époque et un télescope de 4m de diamètre, quelle serait la durée de pose nécessaire pour atteindre la même précision, actuellement, en utilisant le même télescope et des détecteurs électroniques dont le rendement est de 80% ?*

L'identification des raies ne pose pas de problème majeur. On se souvient que l'identification des raies dans les spectres de certains quasars de grand décalages spectraux a été historiquement difficile, parce qu'on y observait dans le domaine visible un spectre qui se produit dans l'ultraviolet. Ce n'est pas le cas des galaxies considérées ici. En outre, le spectre UV des galaxies est maintenant bien connu, grâce aux observations effectuées par satellite UV, tel IUE.

La plus grande difficulté réside dans la séparation des différents effets qui provoquent un décalage spectral. Nous avons mentionné précédemment que la mesure s'effectue par rapport à la Terre, et que l'on connaît actuellement suffisamment bien le mouvement de la Terre par rapport au Soleil et celui du Soleil dans notre Galaxie pour ramener la mesure à une vitesse par rapport à notre Galaxie (ou même par rapport à notre Groupe local de Galaxies). Il reste par contre à déterminer les mouvements des galaxies elles-mêmes, qui peuvent être soit des mouvements aléatoires, soit des mouvements d'ensemble.

### Remarque sur le Groupe local de galaxies

Notre Galaxie et la galaxie d'Andromède sont entourées chacune de galaxies plus petites ; l'ensemble constitue un groupe, appelé "Groupe local" (Fig. II-6).

On a déterminé la vitesse moyenne de ce Groupe local par rapport au Soleil,  $\vec{V}_S^{GL}$ . Au lieu de repérer la vitesse radiale d'une galaxie g par rapport à la nôtre, il est alors possible de la repérer par rapport au Groupe local, en défalquant de la vitesse radiale observée la projection de la vitesse particulière du Groupe local sur la direction de la galaxie.

$$\text{On projette donc dans la direction de la galaxie : } \vec{V}_{GL}^g = \vec{V}_S^g + \vec{V}_{GL}^S = \vec{V}_S^g - \vec{V}_S^{GL}$$

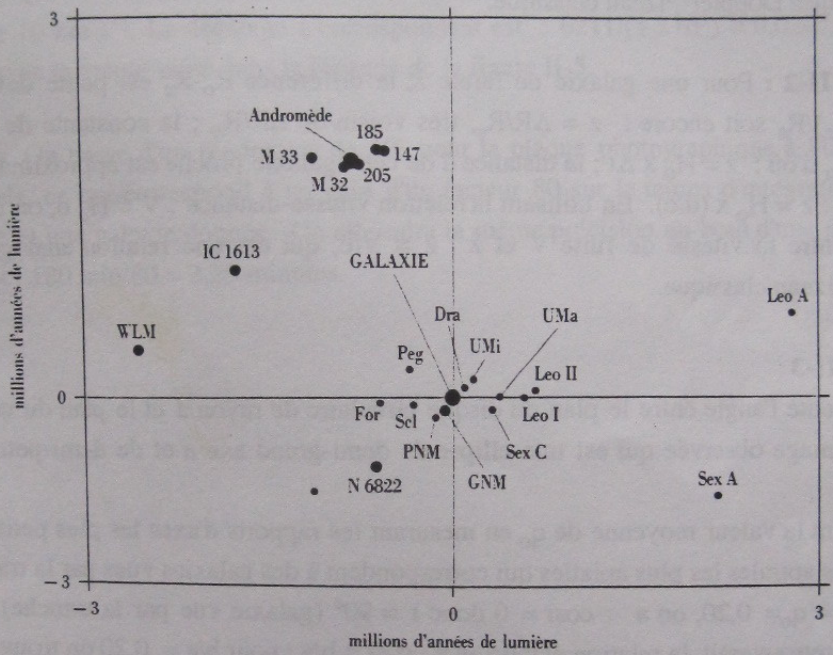


Figure II-6 : Schéma de la répartition des galaxies du Groupe local

## REPONSES AUX QUESTIONS :

**Question II-1 :** Comme cela a été vu au chapitre I, les galaxies et amas de galaxies sont les particules du fluide cosmologique parfait, **fixées** dans l'espace en expansion ; le décalage  $z$  d'une galaxie, dû à l'expansion, est déterminé par le rapport entre le facteur d'échelle de l'univers à l'instant de réception ( $R_o$ ) et à l'instant d'émission ( $R_e$ ) selon la relation :  $z = R_o/R_e - 1$ . Un décalage spectral  $z = 1$  signifie que la dimension de l'Univers est actuellement deux fois plus grande ( $R_o/R_e = 2$ ) qu'à l'époque où la galaxie a émis la lumière que nous observons ; il ne s'agit pas d'un mouvement particulier relatif de la galaxie par rapport à nous avec une vitesse de  $300\,000\text{ km s}^{-1}$  telle que l'indiquerait la relation Doppler-Fizeau classique.

**Question II-2 :** Pour une galaxie de faible  $z$ , la différence  $R_o - R_e$  est petite devant  $R_e$ , puisque  $z = (R_o - R_e)/R_e$  soit encore :  $z = \Delta R/R_e$ , très voisin de  $\Delta R/R_o$  ; la constante de Hubble  $H_o$  vaut  $(\Delta R/\Delta t)/R_o$  d'où :  $z = H_o \times \Delta t$  ; la distance  $d$  de cette galaxie proche est approximativement égale à  $c \Delta t$ , d'où :  $z = H_o \times (d/c)$ . En utilisant la relation vitesse-distance :  $V = H_o d$ , on déduit la relation suivante entre la vitesse de fuite  $V$  et  $z$  :  $z = V/c$ , qui est une relation analogue à la relation Doppler-Fizeau classique.

**Question II-3 :**

a-  $i$  représente l'angle entre le plan du disque circulaire de rayon  $a$  et le plan du ciel sur lequel se projette l'image observée qui est une ellipse de demi-grand axe  $a$  et de demi-petit axe  $b$  tels que  $\cos i = b/a$ .

b- on atteint la valeur moyenne de  $q_o$  en mesurant les rapports d'axes les plus petits observés pour les galaxies spirales les plus aplaties qui correspondent à des galaxies vues par la tranche.

c- Pour  $q = q_o = 0,20$ , on a :  $\cos i = 0$  donc  $i = 90^\circ$  (galaxie vue par la tranche). Si on adoptait  $q_o = 0$ , on retrouverait la relation établie au a :  $\cos i = b/a$  ; pour  $b/a = 0,20$  on trouverait  $i = 78^\circ$ .

**Question II-4 :** La ligne de visée (perpendiculaire au plan du ciel) fait un angle  $(90^\circ - i)$  avec le plan du disque, donc :  $V_{\text{obs}} = V_{\text{cir}} \cos(90^\circ - i) = V_{\text{cir}} \sin i$ . Dans le cas de galaxies vues de face, les vitesses circulaires dans le disque sont perpendiculaires à la ligne de visée avec une projection sur celle-ci qui est nulle ; ainsi le décalage Doppler-Fizeau correspondant est nul : la courbe de rotation ne peut être déterminée, seul le décalage spectral dû à l'expansion se manifestera.

**Question II-5 :** On détermine l'échelle en ordonnée pour chaque courbe (cette échelle n'est pas la même pour toutes les courbes et elle est typiquement de l'ordre de  $1\text{ mm}$  pour  $50\text{ km s}^{-1}$ ) et on détermine le niveau des ordonnées moyennes maximum et minimum et les vitesses correspondantes. L'inclinaison se calcule à partir de la relation :  $\cos^2 i = (q^2 - 0,04)/0,96$  d'où  $i$  et  $V_m = \Delta V/\sin i$ . Les résultats sont les suivants (vitesses en  $\text{km s}^{-1}$ ) :

	$V_{\max}$	$V_{\min}$	$V_{r,e}$	$\Delta V$	$i$	$V_m$
193-G18	10900	10477	10 688	211	61°	241
349-G33	7029	6643	6836	193	78°	197
349-G38	8064	7600	7832	232	71°	245

**Question II-6 :** Le décalage  $\Delta\lambda$  est minimum pour la raie 1, soit  $\Delta\lambda = 76,97 \text{ \AA}$  ; il est maximum pour la raie 8, soit  $\Delta\lambda = 139,24 \text{ \AA}$ . On a  $c = 3 \times 10^5 \text{ km s}^{-1}$  et  $cz = c (\lambda_{\text{obs}} - \lambda_e) / \lambda_e$  d'où pour chaque raie, les valeurs suivantes de  $cz$  en  $\text{km s}^{-1}$  : 6195 (1), 6259 (2), 6166 (3), 6231 (4), 6212 (5), 6207 (6), 6208 (7), 6206 (8). La moyenne des 8 valeurs conduit à  $cz = 6211 \text{ km s}^{-1}$  avec une dispersion  $\sigma = 27 \text{ km s}^{-1}$  ce qui correspond à une erreur moyenne sur cette valeur moyenne égale à  $\sigma / (n-1)^{1/2}$  avec  $n=8$ , soit  $\pm 10 \text{ km s}^{-1}$ . Le décalage  $z$  correspondant est :  $6211 / (3 \times 10^5) = 0,0207$ , ce qui est bien en accord avec la valeur citée dans la légende de la figure II-5.

**Question II-7 :** On passe d'un rendement de 1% pour la plaque photographique à 80% pour les détecteurs actuels, ce qui correspond à un gain d'un facteur 80 sur le temps d'intégration, pour le même télescope et une galaxie donnée. On atteindra la même précision au bout d'une pose 80 fois plus courte, soit :  $180 \text{ min} / 80 = 2,25 \text{ minutes}$ .

## CHAPITRE III :

### LES MESURES DE DISTANCE

III - 1 - PRINCIPE ET DIFFICULTES DES METHODES DE DÉTERMINATION DES DISTANCES	50
III - 2 - LA RELATION "PERIODE-LUMINOSITE" DES CEPHEIDES : UN CRITERE DE DISTANCE PRIMAIRE	51
III - 2 - 1 - CHOIX DU SYSTEME DE MAGNITUDE	52
III - 2 - 2 - PRISE EN COMPTE DE L'EFFET DE COULEUR	54
III - 2 - 3 - LA CALIBRATION	55
III - 2 - 4 - CONCLUSION	56
III - 3 - LA RELATION TULLY-FISHER : UN CRITERE DE DISTANCE SECONDAIRE POUR LES GALAXIES SPIRALES	56
III - 3 - 1 - LA VITESSE CIRCULAIRE MAXIMALE $V_m$ DANS LE DISQUE D'UNE GALAXIE SPIRALE EST UN INDICATEUR DE LA LUMINOSITE DE LA GALAXIE	56
III - 3 - 2 - MESURE DE LA VITESSE CIRCULAIRE MAXIMALE $V_m$	57
III - 3 - 3 - CHOIX DE LA BANDE SPECTRALE D'OBSERVATION ET PROBLEMES D'EXTINCTION	58
III - 3 - 4 - CALIBRATION DE LA RELATION TULLY-FISHER	59
III - 4 - METHODE DES SUPERNOVAE	60
III - 4 - 1 - LES SUPERNOVAE DE TYPE Ia	60
III - 4 - 2 - LE CRITERE DE DISTANCE	61
III - 4 - 3 - LA CALIBRATION	61
III - 5 - CONCLUSIONS	63
REPONSES AUX QUESTIONS	65

#### CE QU'IL CONVIENT DE REVISER AVANT D'ABORDER CE CHAPITRE

Tome 2

3

3

- Chapitre IX : Le corps noir
- Chapitre X I : Le diagramme de Hertzsprung-Russell ; l'évolution stellaire : durée de vie des étoiles selon leur masse ; les supernovae.
- Chapitre XIII : Les distances des galaxies

### III - 1 - PRINCIPE ET DIFFICULTES DES METHODES DE DETERMINATION DES DISTANCES

Le principe de la mesure des distances repose, nous l'avons vu précédemment, sur l'utilisation de "chandelles standards" que l'on sait reconnaître à distance et dont on a calibré la luminosité. Une analogie pourrait être donnée par la quantité de lumière que l'on reçoit d'une ampoule électrique sur le culot de laquelle on lirait à distance, avec une paire de jumelles, qu'elle a une puissance de 100 watts.

Il s'agit donc de choisir une catégorie d'astres (par exemple d'étoiles) :

- dont on a toutes raisons de penser qu'ils ont tous la même luminosité, cette propriété étant établie par l'observation et justifiée si possible par une interprétation théorique ;
- aisément identifiables dans une galaxie éloignée, donc de luminosité la plus grande possible.

La méthode présente des difficultés :

- les étoiles très lumineuses ont des durées de vie courtes : il y en a donc peu à un instant donné ; du fait de leur rareté, il y a peu de chance d'en observer dans notre voisinage, ce qui rend difficile la mesure précise de leur distance et donc la calibration du critère ;

- toutes les étoiles appartenant à une même classe de "chandelle" n'ont pas rigoureusement la même luminosité : leurs luminosités individuelles présentent une certaine dispersion autour de la valeur moyenne adoptée pour la calibration ; dans l'analogie précédente, toutes les ampoules électriques marquées "100 watts" n'auraient pas exactement cette puissance, certaines en faisant 105 ou 110 et d'autres 90 ou 95. Nos instruments d'observation, ayant des sensibilités limitées, manquent les objets les moins lumineux ; on aura plus de facilité à détecter à grande distance 110 watts que 95. Autrement dit, dans une collection d'observations portant a priori uniquement sur des ampoules de 100 watts, la moyenne des luminosités des ampoules visibles sera plus élevée que 100 watts, puisque la limitation en sensibilité introduit une dissymétrie : à la distance limite où 100 watts correspondent tout juste à la limite de sensibilité de ce que l'oeil est capable de détecter, on détectera toutes les ampoules un peu plus puissantes et aucune de celles qui sont un peu moins puissantes ;

- toute erreur systématique dans la calibration de la "chandelle" se répercute sur la mesure faite en l'utilisant.

*Question III-1 : On reprend l'analogie des "chandelles standards" avec des ampoules ayant une puissance moyenne,  $L=100$  W. On observe pour cette classe de chandelles un certain éclat apparent  $E$  et on en déduit une distance  $d$  en utilisant la valeur  $L$ . Si en réalité par effet de sélection, ces chandelles lointaines observées ont une luminosité  $L'=106$  W, la distance correspondante exacte est en réalité  $d'$ . Quelle est la valeur du rapport  $d/d'$  ? Quelle évolution peut-on prévoir qualitativement pour  $d/d'$  à mesure que l'on observera des chandelles de plus en plus lointaines ?*

En outre, il devient impossible d'observer des étoiles individuellement dans une galaxie au-delà d'une certaine distance. D'autres "chandelles" standards sont alors nécessaires, telle par exemple la luminosité d'une galaxie toute entière. On qualifie ce type de critère de secondaire, parce

qu'on l'établit à partir d'un ensemble de galaxies dont la distance a été déterminée à partir des types précédents de critère (que l'on dit primaires).

L'édifice qui permet d'atteindre la distance des galaxies éloignées est donc constitué d'une succession de critères emboîtés : on part de l'utilisation des parallaxes trigonométriques stellaires, pour aboutir à celle des critères secondaires, en passant par des critères de distances stellaires indirects et les critères primaires. Cet "emboîtement" est une cause de fragilité, toute erreur systématique à un niveau se transmettant à la suite de la chaîne.

### III - 2 - LA RELATION "PERIODE-LUMINOSITE" DES CEPHEIDES : UN CRITERE DE DISTANCE PRIMAIRE

Les étoiles céphéides sont des étoiles pulsantes dont la luminosité varie périodiquement au cours du temps. Elles tirent leur nom de l'étoile  $\delta$  Céphée, pour laquelle cet effet a été découvert.

En étudiant les céphéides du Petit Nuage de Magellan, Henrietta Leavitt découvrit que la période de variation de leur éclat apparent était en corrélation avec leur éclat magnitude apparente médiane,  $\langle m \rangle = (m_{\max} + m_{\min})/2$ . Puisque toutes les étoiles du Petit Nuage de Magellan sont situées à la même distance  $d$  de nous, leur magnitude apparente est un indicateur de leur magnitude absolue  $M$  dont elle se déduit par addition du terme constant  $\mu = 5 \log d - 5$  (où  $d$  est exprimée en parsecs). On peut donc en conclure que la période d'une céphéide est reliée à sa magnitude absolue médiane  $\langle M \rangle = (M_{\max} + M_{\min})/2$ . Le résultat observé est que plus la céphéide est lumineuse, plus sa période est longue ; plus précisément, on observe que la magnitude absolue médiane est une fonction linéaire du logarithme de la période. Cette loi est en outre conforme au modèle théorique qui décrit le processus de pulsation, dû au mode de transport de l'énergie dans l'étoile.

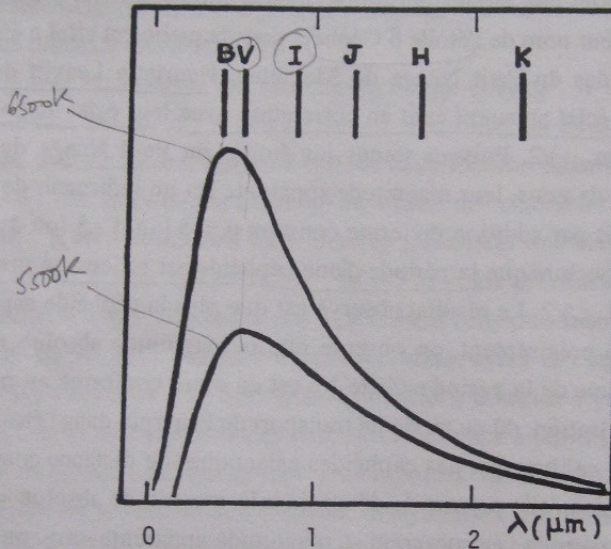
Cette relation peut être calibrée par des céphéides galactiques de distance connue. Elle constitue un critère de distance puisqu'elle permet de déterminer la magnitude absolue  $\langle M \rangle$  de l'étoile à partir de l'observation de sa période ; en mesurant sa magnitude apparente  $\langle m \rangle$ , on en déduit la distance  $d$ , à partir de la relation :  $\langle m \rangle - \langle M \rangle = 5 \log d - 5$ .

La relation découverte par H. Leavitt est de la forme :  $\langle M \rangle = a \log P + b$ . La pente de la relation avait été établie à partir des céphéides du Petit Nuage de Magellan. La détermination du coefficient  $b$ , qui fixe le point zéro de la relation, nécessite une calibration sur des céphéides galactiques de distance connue. Elle fut réalisée par E. Hertzsprung en 1913 et par H. Shapley en 1918.

Depuis cette époque, la méthode a fait l'objet d'un certain nombre de développements, qui portent sur le choix de la bande spectrale dans laquelle est mesurée la magnitude, sur la prise en compte des effets d'extinction de la lumière, sur l'introduction d'un paramètre supplémentaire qui est la couleur (deux céphéides de même période et de couleurs différentes n'ont pas exactement la même magnitude absolue) et sur la calibration de la relation.

### III - 2 - 1 - Choix du système de magnitude

Une observation s'effectue dans un système de magnitude : on recueille le rayonnement à la sortie d'un filtre, caractérisé par sa courbe de transmission en fonction de la longueur d'onde ; la longueur d'onde centrale du filtre est celle pour laquelle la transmission est maximale. On a représenté sur la figure III-1 les variations de la luminance spectrale énergétique de deux corps noirs de températures respectives 6500 et 5500 K ; on a également indiqué les centres de différents filtres, B, V, I, J, H et K, qui s'étendent du domaine visible (les filtres B et V) au domaine infra-rouge proche (I, J, H et K). Ces deux températures correspondent au domaine typique dans lequel varie la température superficielle d'une céphéide au cours de sa période.



**Figure III-1 :** Distribution spectrale de l'intensité lumineuse (les unités en ordonnée sont arbitraires) rayonnée par deux corps noirs de température 5500 et 6500 K en fonction de la longueur d'onde exprimée en  $\mu\text{m}$  ; la courbe présentant le maximum le plus élevé correspond à 6500 K. Les longueurs d'onde des centres des filtres B, V, I, J, H et K sont indiquées.

**Question III-2 :** Déterminer la longueur d'onde  $\lambda_m$  (en  $\mu\text{m}$ ) du maximum d'émission pour les deux températures 6500 et 5500 K en utilisant la loi de Wien :  $\lambda_m T = 2,9 \times 10^{-3} \text{ m K}$ . On rappelle que  $1 \mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m}$ . Comparer avec les valeurs  $\lambda$  données dans le Tableau III-1 pour les filtres B et V et leur position indiquée sur la figure III-1.

Dans l'approximation où le rayonnement continu de l'étoile céphéide est décrit par une loi de corps noir, on voit l'intérêt que présentent les observations dans le domaine visible ou en bande I : elles sont centrées dans le domaine de longueur d'onde où le rayonnement de l'étoile est le plus

intense, aussi bien au maximum qu'au minimum et l'amplitude des variations  $y$  est grande, ce qui rend aisée la mesure de la période. Malheureusement, c'est également dans ce domaine que les effets d'extinction du rayonnement par les poussières interstellaires se font particulièrement sentir. Et cette extinction est particulièrement importante dans le cas des céphéides, qui sont localisées dans le disque des galaxies spirales, là où sont concentrées les poussières interstellaires. Les filtres situés dans le domaine infra-rouge, et surtout les filtres H et K, ont l'avantage important de définir des systèmes de magnitudes peu sensibles à l'extinction. On donne dans le tableau III-1 ci-dessous les longueurs d'onde centrales des filtres définissant différents systèmes de magnitudes. Du fait de l'extinction, les magnitudes d'un système doivent être corrigées d'une quantité  $A$  (dite "correction d'absorption") donnée dans le tableau en fonction de la correction devant être apportée à une magnitude en bande V. La magnitude  $m_0$  corrigée de l'extinction est égale à la magnitude observée  $m$  diminuée de la quantité  $A$  :  $m_0 = m - A$ . Par exemple, la magnitude en bande V, corrigée des effets d'extinction, est :  $m_{V,0} = m_V - A(V)$  ; celle en bande H est  $m_{H,0} = m_H - A(H)$  ; le terme correctif  $A(H)$  est 18% du terme correctif  $A(V)$  à apporter à une mesure effectuée en bande V ; en bande K, il n'est plus que de 11%.

Tableau III-1 : Caractéristiques des différents filtres

Filtre	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$A(\lambda)/A(V)$
B	0,44	1,32
V	0,55	-
I	0,9	0,48
J	1,25	0,28
H	1,65	0,18
K	2,2	0,11

? violet / bleu  
vert

**Question III-3 :** Sachant que la variation de luminosité d'une céphéide est pratiquement corrélée à sa variation de température superficielle, comment met-on en évidence sur la figure III-1, l'amplitude de la variation de luminosité  $L_\lambda$  d'une céphéide au voisinage d'une longueur d'onde  $\lambda$  ?

Les filtres H et K ont un second avantage : l'observateur pressé, ou qui ne dispose pas de temps d'observations suffisant, peut assimiler - au prix bien entendu d'une baisse de précision - une mesure  $m$  de la magnitude effectuée au hasard dans le temps à la valeur médiane,  $\langle m \rangle$  : on voit en effet que les deux courbes de corps noir sont très voisines l'une de l'autre aux longueurs d'onde considérées, et la précision, bien que moins bonne comparée au travail effectué avec une magnitude médiane, reste acceptable.

Dans la mesure où la sensibilité de l'instrumentation le permet, on est donc conduit à réaliser des observations dans plusieurs bandes spectrales : celles dans le visible (bande V par exemple) permettent de reconstituer une courbe de lumière et d'en déduire la valeur précise de la période ; celles en bande H ou K fournissent la magnitude dans le système utilisé pour la détermination des

distances en minimisant les effets de l'extinction interstellaire.

### III - 2 - 2 - Prise en compte de l'effet de la couleur

La figure III-2 indique, de façon schématique, le comportement des étoiles de la série principale du diagramme HR dans un système où l'indice de couleur  $(B-V)_0$  est substitué en abscisse au logarithme de la température ; on a porté en ordonnée la magnitude absolue visuelle,  $M_V$ . On a également indiqué la région occupée par les céphéïdes. Ce schéma illustre deux effets : (i) l'accroissement de luminosité avec la période  $P$  et (ii) la largeur non négligeable de la bande où sont localisées les céphéïdes de même période, dont la magnitude absolue est aussi fonction de l'indice de couleur.

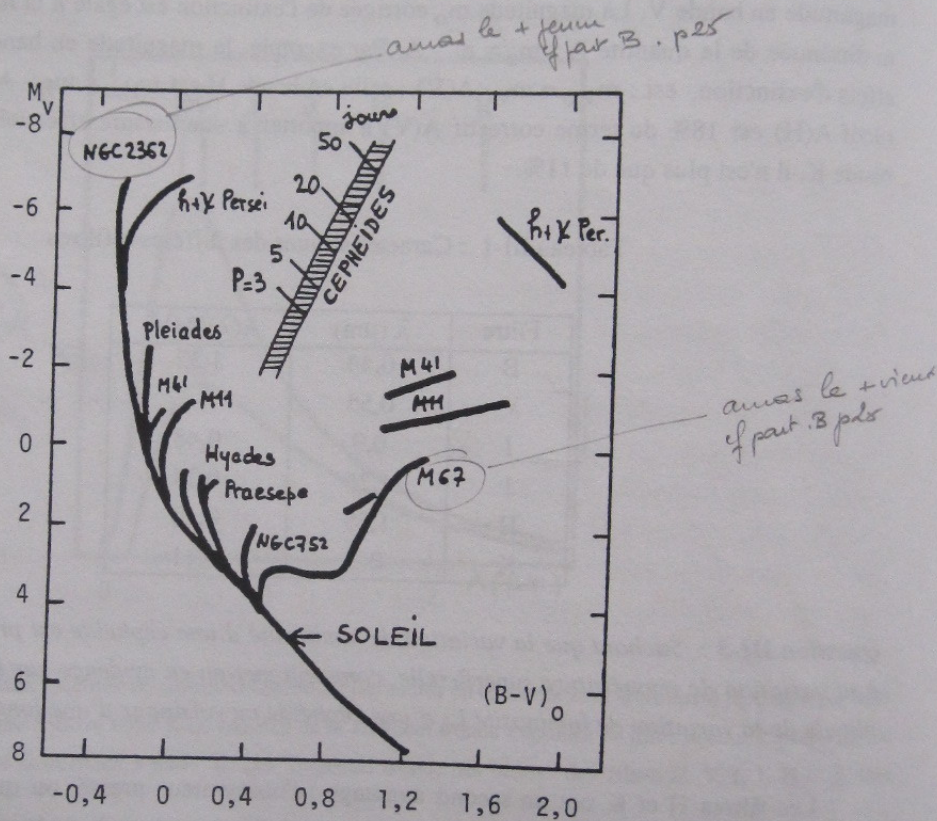


Figure III-2 : Diagramme HR donnant la magnitude absolue visuelle en fonction de l'indice de couleur corrigé. Différents amas stellaires sont représentés : leur série principale a été ajustée à la série principale d'âge zéro. La zone hachurée indique la région occupée par les céphéïdes avec les graduations donnant la période  $P$  exprimée en jours, suivant leur position le long de cette zone.

Pour tenir compte de l'effet de couleur, on est conduit à réaliser les observations dans deux bandes passantes différentes. On doit remarquer que les effets d'extinction compliquent la situation : celle-ci, étant chromatique, modifie la couleur ; on doit donc séparer l'effet de couleur intrin-

sèque de l'effet externe de rougissement provoqué par l'extinction due au milieu interstellaire. En général, on traite séparément les deux relations "période-magnitude absolue" obtenues pour deux systèmes de magnitudes, par exemple V et I, en appliquant à chaque magnitude observée ce que l'on pense être la bonne correction.

*Question III-4 : Expliquer pourquoi l'absorption par le milieu interstellaire modifie la couleur et justifier l'expression "rougissement interstellaire".*

Le choix se porte évidemment sur les céphéides plus lumineuses, donc de longue période, et plus aisées à détecter dans une galaxie éloignée ; il convient alors de bien s'assurer que la relation de calibration, effectuée à partir de céphéides de distance connue, incluait effectivement des étoiles de périodes similaires : toute extrapolation de la relation d'apparence linéaire entre la magnitude absolue et le logarithme de la période serait dangereuse, par exemple si cette relation devait s'incurver vers les grandes périodes. Il faut noter en effet que les céphéides les plus proches que l'on observe sont essentiellement des céphéides de courte période : c'est à partir d'elles que s'effectue la calibration. Par ailleurs, on ne détecte dans une autre galaxie que les céphéides les plus lumineuses, donc celles de grande période ; il se trouve que le domaine de recoupement des périodes de ces deux types d'échantillons est limité, ce qui ne permet pas d'être certain de la parfaite linéarité de la relation sur l'ensemble du domaine des périodes allant de 1 à 100 jours environ.

### III - 2 - 3 - La calibration

La calibration s'effectue donc à partir de céphéides de distance connue. Il n'y a pas de céphéide suffisamment proche de nous pour que sa distance soit mesurable, depuis le sol, par la méthode des parallaxes trigonométriques. Jusqu'à l'arrivée des observations du satellite HIPPARCOS, la calibration de la relation "période-luminosité" reposait sur les céphéides de l'amas stellaire  $h+\chi$  Persée. On déterminait la distance de l'amas en faisant coïncider la série principale de son diagramme HR avec celle de l'amas des Hyades.

La situation s'est améliorée avec les données du satellite HIPPARCOS, qui a permis de déterminer la distance de plusieurs céphéides galactiques grâce à la mesure de leur parallaxe trigonométrique. On a pu ainsi déterminer la distance d'une vingtaine de galaxies proches dans lesquelles on a observé des céphéides de même période que celles observées par HIPPARCOS. Ces observations ont conduit à modifier légèrement les distances de ces galaxies, dans le sens d'un accroissement.

On donne dans le tableau III-2 ci-dessous, à **titre d'exemple**, un extrait des modules de distance ainsi obtenus, pour 4 galaxies proches : les deux Nuages de Magellan (GNM et PNM), la galaxie d'Andromède (M31) et la galaxie du Triangle (M33).

**Tableau III-2 :**  
**modules de distance de 4 galaxies proches obtenus par HIPPARCOS**

Galaxie	Module de distance HIPPARCOS	module de distance antérieur	Domaine des valeurs antérieures
GNM	18,66 ± 0,35	18,5	18,1 - 18,8
PNM	18,81 ± 0,35	18,7	18,6 - 18,9
M31	24,80 ± 0,35	24,45	24,0 - 24,5
M33	24,88 ± 0,46	24,6	24,0 - 24,9

*Question III-5 : Comparer pour chacune des 4 galaxies du Tableau III-2 le module de distance obtenu par Hipparcos et celui obtenu antérieurement ; en déduire le rapport  $d_H/d_a$  des distances correspondantes. Quelle est la valeur moyenne de  $d_H/d_a$  ? Commenter la réalité de l'effet mis en évidence compte tenu des incertitudes données dans le Tableau III-2.*

### III - 2 - 4 - Conclusion

Les céphéides fournissent l'un des meilleurs (sinon le meilleur) critères de distance. On doit, cependant, préciser à quelles conditions : choix d'un système de magnitude dans l'infra-rouge et d'étoiles dont les périodes sont bien adaptées à la calibration. Si ces conditions ne sont pas remplies, le critère demeure utilisable, mais sa précision devient nettement moins bonne.

Enfin, ce sont des étoiles relativement jeunes, qui n'existent que dans les galaxies spirales et irrégulières, et pas dans les galaxies elliptiques, dont toutes les étoiles sont vieilles.

### III - 3 - LA RELATION TULLY-FISHER : UN CRITERE DE DISTANCE SECONDAIRE POUR LES GALAXIES SPIRALES

#### III - 3 - 1 - La vitesse circulaire maximale $V_m$ dans le disque d'une galaxie spirale est un indicateur de la luminosité de la galaxie

Ce critère met en jeu la magnitude absolue totale  $M$  d'une galaxie spirale et l'amplitude de sa rotation interne ; cette dernière est caractérisée par la valeur maximale  $V_m$  atteinte par la vitesse circulaire de rotation dans le disque de la galaxie. Nous avons vu au chapitre II, section II-2, que cette vitesse circulaire  $V(r)$  dépend de la distance  $r$  au centre de la galaxie et passe par une valeur maximale  $V_m$ .

La relation, établie de façon empirique en 1977 par les deux astrophysiciens Brent Tully et Rick Fisher, à partir de galaxies spirales de distance connue, est de la forme :

$$- M = a \log V_m + b \quad (\text{III-1})$$

où  $a$  et  $b$  sont deux constantes.

On voit donc que cette relation, une fois calibrée (c'est-à-dire une fois que les constantes  $a$  et

$m - M = 5 \log d - 5$   
 $m - M =$  module de distance cf. Tome 3 Astron. brasn page 398 -57-

b ont été déterminées) est un critère de distance puisqu'elle permet de déterminer la magnitude absolue  $M$  à partir de la mesure de  $V_m$ . Il suffit ensuite de mesurer la magnitude apparente  $m$  pour en déduire la distance à partir de la relation :

$$m - M = 5 \log d - 5 \quad (d \text{ en parsecs}) \quad (III-2)$$

$$\text{ou : } m - M = 5 \log d + 25 \quad (d \text{ en Mégaparsecs}) \quad (III-2')$$

$$m - M = 5 \log d \times 10^6 - 5$$

$$= 5 \log d + 5 \log 10^6 - 5$$

$$5 \times 6 = 30 - 5 =$$

**Question III-6 :** Etablir la relation (III-2').

Evidemment, la relation (III-1) présente une certaine dispersion : toutes les galaxies de même  $V_m$  n'ont pas exactement la même magnitude absolue. Cette dispersion limite la précision du critère de distance (III-2) dans laquelle on reporte la valeur  $M$  issue de la relation (III-1).

Il n'existe pas de justification théorique détaillée de l'origine de cette relation ; on montre que  $V_m$  est relié à la masse totale de la galaxie : plus la masse est grande, plus  $V_m$  est élevé. Cette relation traduirait alors le lien entre la masse totale d'une galaxie et sa luminosité.

**Question III-7 :** Montrer que pour une galaxie spirale, la masse  $M(R)$  contenue dans le rayon  $R$  est liée à la vitesse de rotation  $V(R)$  par la relation :  $M(R) = R V(R)^2 / G$ . Peut-on en déduire, en considérant les parties extérieures du disque où  $V(R)$  est pratiquement égal à  $V_m$ , que la masse des spirales croît avec  $V_m$  ?

### III - 3 - 2 - Mesure de la vitesse circulaire maximale $V_m$ .

L'utilisation de ce critère de distance nécessite la détermination de  $V_m$ . Ceci peut être réalisé sans qu'il soit nécessaire de connaître le détail de la courbe de rotation, ce qui impliquerait une longue étude détaillée en différents points d'une galaxie ; on utilise le profil de la raie 21 cm d'une galaxie observée globalement à l'aide d'un radiotélescope. La figure III-3 donne un exemple de tel profil : le décalage en fréquence du signal reçu (par rapport à la fréquence au repos 1420,4 MHz de la raie 21 cm) est traduit en terme de vitesse radiale (en  $\text{km s}^{-1}$ ) à l'aide de la relation Doppler-Fizeau. On voit que le signal, à peu près symétrique, est d'une part, décalé dans son ensemble autour de la vitesse radiale  $1660 \text{ km s}^{-1}$  (ceci traduit la vitesse de fuite de la galaxie) et d'autre part, élargi autour de cette valeur centrale  $1660 \text{ km s}^{-1}$ , d'une quantité égale à environ  $185 \text{ km s}^{-1}$ . Cette extension en vitesse de  $370 \text{ km s}^{-1}$  caractérise la largeur  $W$  de la raie et traduit l'amplitude interne de la vitesse circulaire dans le disque de la galaxie. Pour restituer  $V_m$  à partir de la largeur observée, il faudra tenir compte de l'effet de projection dû à l'inclinaison  $i$  du disque sur la ligne de visée ( $i = 90^\circ$  correspond à une galaxie vue par la tranche) :  $W = 2 V_m \sin i$

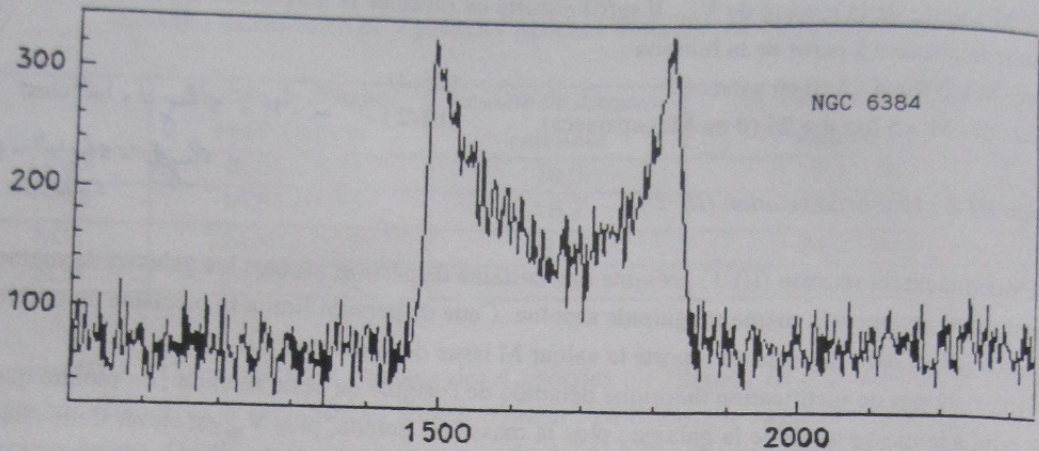


Figure III-3 : Profil global de la raie 21 cm pour la galaxie NGC 6384, obtenu avec le radiotélescope de Nançay. L'ordonnée est graduée en  $10^{-29} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  ; l'abscisse est graduée en  $\text{km s}^{-1}$ .

### III - 3 - 3 - Choix de la bande spectrale d'observation et problèmes d'extinction

La mesure de la magnitude d'une galaxie s'effectue nécessairement dans un domaine limité de longueur d'onde. Différents systèmes de magnitudes, qui ont chacun leurs avantages et leurs inconvénients, sont utilisés. Le choix s'effectue en fonction de divers critères.

Il est d'abord nécessaire de disposer d'un échantillon numériquement important d'observations homogènes, précises, et donnant la magnitude de la galaxie entière : la calibration de la relation doit évidemment être effectuée à partir de données similaires, obtenues dans le même système de magnitudes.

On choisit donc un système photométrique, défini par un filtre ; on conduit ensuite les observations à travers une succession de diaphragmes d'ouvertures croissantes : la magnitude totale de la galaxie est la limite de la mesure effectuée à travers cette succession de diaphragmes grandissants. Cette magnitude est affectée, plus ou moins selon le filtre choisi, par les effets d'extinction. On dispose actuellement de très gros échantillons d'observations dans la bande B, ce qui explique que la relation Tully-Fisher a été jusqu'ici beaucoup étudiée dans ce système ; les observations en bandes I et K se développent actuellement : elles ont évidemment l'avantage de moins dépendre des corrections d'extinction ; de ce fait, leur dispersion est plus faible, et la précision d'une détermination individuelle de la magnitude absolue est plus grande.

Les effets d'extinction jouent également dans le sens d'une diminution de la précision du critère en bande B : en effet, l'incertitude sur la détermination de la magnitude apparente  $m$ , qui intervient dans la relation (III-2), affecte la détermination de la distance. On verra dans le chapitre suivant que la bande B présente cependant actuellement un avantage décisif parce que l'on dispose de sondages plus profonds.

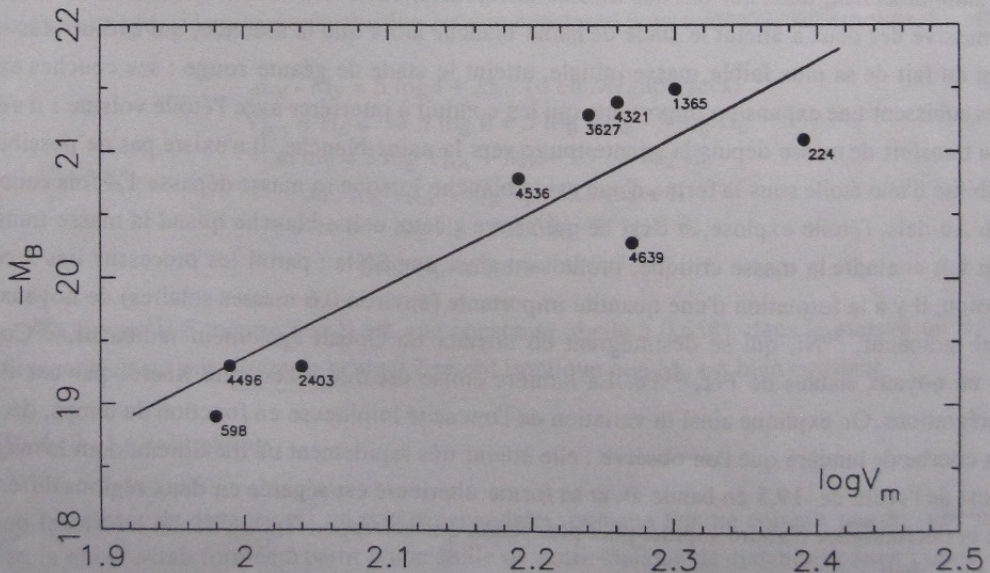
### III - 3 - 4 - Calibration de la relation Tully-Fisher

Les paramètres  $a$  et  $b$  de la relation III-1 sont déterminés à partir de l'ensemble des galaxies dont on connaît la distance. Ils doivent l'être pour chaque système de magnitude utilisé.

Cette calibration s'effectue de façon différente en ce qui concerne la détermination de la pente,  $a$ , et celle du "point zéro",  $b$ .

En effet, pour déterminer la pente, on peut se placer dans un système arbitraire de distances : on adopte une valeur arbitraire de la constante de Hubble, par exemple  $H_0 = 50$ , et on détermine la distance dite "cinématique"  $d_{\text{cin}}$ , à partir de la vitesse radiale  $V_r$  de la galaxie, assimilée à sa vitesse cosmologique, par la relation  $V_r = H_0 d_{\text{cin}}$  ; on calcule alors la magnitude absolue à partir de cette distance ; on la porte en fonction de  $\log V_m$  et l'on détermine la droite qui passe au mieux parmi l'ensemble des points : sa pente a la valeur  $a$  cherchée. Cette méthode a l'avantage de couvrir un large domaine de valeurs de  $\log V_m$ , ce qui permet une détermination plus précise de la pente. Bien entendu, elle repose sur l'hypothèse que la vitesse radiale est un bon indicateur de la composante cosmologique : on doit donc limiter l'échantillon utilisé aux galaxies de vitesse suffisamment grande.

La détermination du paramètre  $b$  fournit la calibration absolue de l'échelle des distances définie par la relation (III-1) ; elle se fait à partir de l'ensemble des galaxies dont la distance a été déterminée par le critère primaire des céphéides (Fig. III-4). Elle repose, bien entendu, sur la calibration de ce critère.



**Figure III-4 :** La magnitude absolue  $-M_B$  obtenue pour 9 galaxies spirales de type Sb et Sc dans lesquelles des céphéides ont été détectées entre 1990 et 1996 (par le télescope spatial Hubble) est représentée en fonction de  $\log V_m$ . La ligne droite indique la relation Tully-Fisher moyenne (ayant pour équation :  $-M = 5,8 \log V_m + 7,8$ ) dont la pente a été déterminée à partir d'un grand nombre de galaxies de champ observées en raie 21 cm et dont le point zéro est fixé par les galaxies spirales proches, de distance connue par les céphéides.

On est alors en mesure de déterminer la distance de toute galaxie dont on connaît la magnitude apparente (dans le système correspondant) et la valeur de  $\log V_m$ . De nombreuses déterminations de distance ont ainsi été effectuées au cours des vingt dernières années. Les auteurs sont généralement partis de catalogues de galaxies de magnitude connue, pour lesquelles ils ont entrepris d'observer systématiquement la raie 21 cm, et d'en mesurer la largeur, en utilisant des radiotélescopes.

En 1986, on avait déterminé grâce à ce critère la distance d'un millier de galaxies spirales, s'étendant jusqu'à une distance d'environ 100 Mpc. On connaît actuellement la distance de plus de 6 000 galaxies spirales.

### III - 4 - LA METHODE DES SUPERNOVAE

#### III - 4 - 1 - Les supernovae de type Ia

Les supernovae sont les objets stellaires les plus lumineux que l'on connaisse. Il est donc possible de les observer à de très grandes distances. Une catégorie d'entre elles, appelées "supernovae de type Ia" constituent de bonnes chandelles standards, parce qu'elles atteignent toutes pratiquement la même luminosité maximale.

Ce sont des étoiles qui appartiennent à un système binaire. Les deux étoiles, qui se sont formées simultanément, mais qui ont des masses différentes, ont évolué à des rythmes différents : la plus massive des deux a atteint le stade de naine blanche alors que la seconde, qui évolue plus lentement du fait de sa plus faible masse initiale, atteint le stade de géante rouge : ses couches extérieures subissent une expansion importante qui les conduit à interférer avec l'étoile voisine : il s'établit un transfert de masse depuis la géante rouge vers la naine blanche. Il n'existe pas de possibilité de stabilité d'une étoile sous la forme d'une naine blanche lorsque sa masse dépasse 1,4 fois celle du Soleil. Au-delà, l'étoile explose, et c'est ce qui arrive à cette naine blanche quand la masse transférée lui fait atteindre la masse critique, produisant ainsi une SNIa ; parmi les processus liés à cette explosion, il y a la formation d'une quantité importante (environ 0,6 masses solaires) de noyaux de Nickel radioactif,  $^{56}\text{Ni}$ , qui se désintègrent en noyaux de Cobalt également radioactif,  $^{56}\text{Co}$ , et enfin en noyaux stables de Fer,  $^{56}\text{Fe}$ . La lumière émise est due à l'énergie libérée par ces deux désintégrations. On explique ainsi la variation de l'intensité lumineuse en fonction du temps, décrite par la courbe de lumière que l'on observe : elle atteint très rapidement un maximum, dont la magnitude est de l'ordre de -19,5 en bande B, et sa forme ultérieure est séparée en deux régions différentes, à la décroissance d'abord rapide, puis plus lente, qui correspondent au déclin du Nickel puis à celui du Cobalt.

Ces supernovae sont identifiables par la forme de leur courbe de lumière et d'autre part par leur spectre, qui présente en particulier un ensemble de deux raies d'absorption voisines, dans le rouge, très intenses, dues au Silicium une fois ionisé.

### III - 4 - 2 - Le critère de distance

Le critère de distance est fondé sur la valeur constante de la magnitude absolue de la supernova à son maximum. Cette propriété a un fondement théorique, dans la mesure où la masse de Nickel 56 formé est définie, et toujours la même. On la vérifie de façon expérimentale de plusieurs façons.

On connaît 3 galaxies qui ont abrité chacune deux supernovae de ce type ; dans chaque cas, les magnitudes apparentes étaient similaires les deux fois, dans la limite de précision des mesures.

*Question III-8 : Expliquer pourquoi, si l'on a observé dans une galaxie donnée, à deux dates différentes, deux SNIa ayant des magnitudes apparentes similaires, cela implique qu'elles ont aussi des magnitudes absolues similaires.*

*Handwritten notes:*  
 $m_1, m_2$   
 $m - M = 5 \log d - 5$  comme  $\Delta t \approx 0$   
 si  $m_1 = m_2$  alors  $M_1 = M_2$   
 $M_1, M_2$

On a également pu observer des supernovae de ce type dans 6 galaxies de l'amas de galaxies de la Vierge. Postulant que toutes les galaxies de l'amas sont à la même distance de nous, on interprète par une égalité des magnitudes absolues celle que l'on observe pour les 6 magnitudes apparentes.

Enfin, on a pu tracer le diagramme, appelé diagramme de Hubble, où la vitesse radiale observée,  $V_r$ , est portée en fonction de la magnitude apparente de la supernova à son maximum d'éclat. Il montre que les points d'observation s'organisent en une droite de  pente 0,2. C'est justement ce à quoi l'on s'attend, si la magnitude absolue est une constante pour toutes les supernovae. En effet :

$$m_V - M_V = 5 \log d + 25 \quad (d \text{ en Mégaparsecs})$$
$$V_{\cos} = H_0 d \Rightarrow 5 \log d = 5 \log V_{\cos} - 5 \log H_0$$
$$\text{et } m_V = 5 \log V_{\cos} + M_V + 25 - 5 \log H_0$$
$$\text{ou : } \log V_{\cos} \approx \log V_r = 0,2 m_V + K$$
$$\text{avec } K = \log H_0 - 0,2 M_V - 5 \quad (\text{III-3})$$
$$\text{avec } H_0 \text{ en km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$$

La figure III-5 montre que K est une constante (égale à 0,658), dans la mesure où les points s'alignent bien sur une droite de pente 0,2 ce qui implique que  $M_V$  est bien constant.

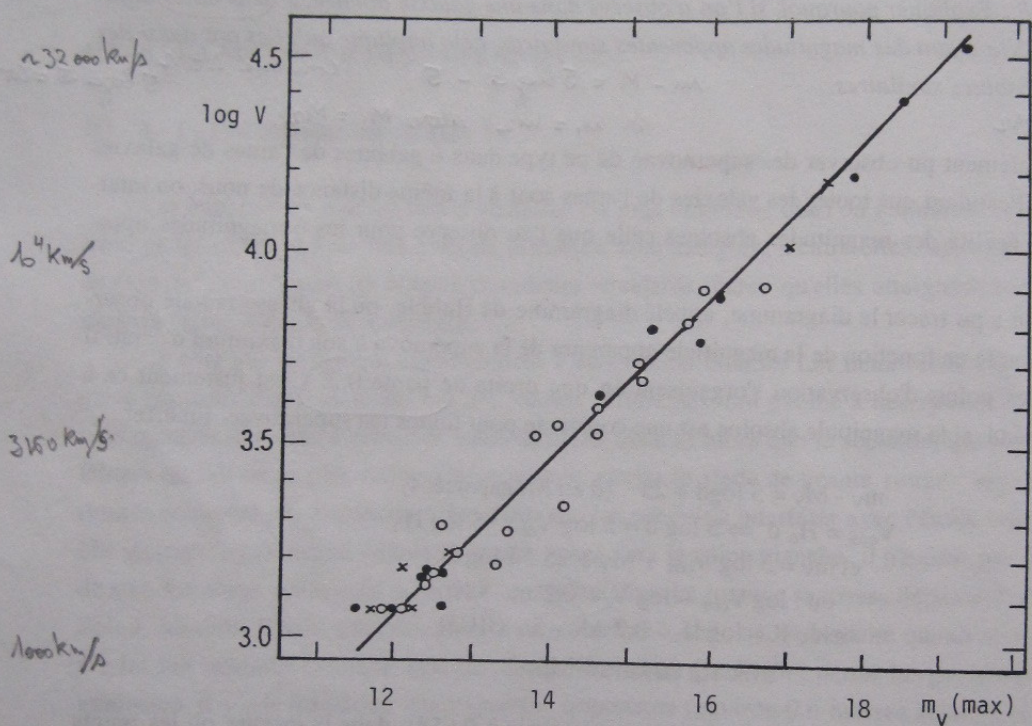
### III - 4 - 3 - La calibration

Ce critère de distance est un critère secondaire, puisque l'on ne connaît pas de supernova de type Ia qui se serait formée à partir d'une étoile de notre Galaxie de distance connue : on calibre sur des supernovae observées dans des galaxies de distances connues. Le télescope spatial Hubble a permis d'observer des céphéides dans 6 galaxies connues par ailleurs pour avoir hébergé une supernova de type Ia (tableau III-3) et d'en déduire la distance de ces galaxies.

Une supernova est un événement relativement rare : les mesures de magnitudes de supernovae de type Ia au maximum de lumière dont on dispose ont été accumulées au cours des décennies qui

nous précèdent : elles ont été effectuées dans des bandes spectrales situées dans le visible, les bandes B et V, et sont donc affectées par des effets d'extinction de la lumière relativement importants, dont on doit les corriger.

La figure III-5 montre la portée du critère : il permet, une fois calibré, de déterminer la distance de galaxies très éloignées, dont la vitesse cosmologique dépasse  $10\,000\text{ km s}^{-1}$  : à de telles distances, les vitesses particulières deviennent totalement négligeables devant la composante cosmologique.



**Figure III-5 :** Diagramme de Hubble pour 37 SNIa dont on connaît la magnitude apparente visuelle  $m_V(\text{max})$  au maximum de lumière. En ordonnée est représenté le logarithme décimal de la vitesse radiale (exprimée en  $\text{km s}^{-1}$ ) de la galaxie dans laquelle s'est produite cette SNIa et en abscisse est représenté  $m_V(\text{max})$ . Les différents symboles ont la signification suivante : cercles vides pour les données anciennes, cercles pleins pour les données modernes (1993-1995), croix pour les données incertaines. La ligne droite a pour équation :  $\log V = 0.2 m_V(\text{max}) + 0.658$ .

**Question III-9 :** Quelle est la vitesse radiale maximale des galaxies observées sur la figure III-5 ?

Tableau III-3

Calibration par les céphéides des magnitudes absolues des SNIa au maximum de lumière

Nom de la galaxie	date de la Supernova	$-M_B(\max)$	$-M_V(\max)$
IC 4182	1937	$19,53 \pm 0,15$	$19,50 \pm 0,17$
NGC 5253	1895	$19,87 \pm 0,22$	-
NGC 5253	1972	$19,52 \pm 0,22$	$19,49 \pm 0,14$
NGC 4536	1981	$19,47 \pm 0,17$	$19,45 \pm 0,14$
NGC 4496A	1960	$19,53 \pm 0,14$	$19,62 \pm 0,18$
NGC 4639	1990	$19,30 \pm 0,24$	$19,39 \pm 0,24$
M96	1989	$19,51 \pm 0,21$	$19,49 \pm 0,20$

$$M_B(\max) = 19,53 \pm 0,169 \quad 19,49 \pm 0,156 = M_V(\max)$$

**Question III-10 :** Calculer à partir de données du Tableau III-3, les valeurs moyennes des magnitudes absolues :  $\langle M_B(\max) \rangle$  et  $\langle M_V(\max) \rangle$  et les dispersions correspondantes. Est-ce que la propriété caractéristique des SNIa à leur maximum est vérifiée pour les galaxies de calibration considérés ici ?

**Question III-11 :** En admettant que l'incertitude typique sur la valeur moyenne  $\langle M(\max) \rangle$  d'une SNIa est de 0,10 magnitude, quelle est la précision relative  $\Delta d/d$  correspondante, obtenue sur la détermination de la distance  $d$  d'une galaxie par la méthode des SNIa ? La valeur obtenue représente-t-elle la précision finale atteinte sur la détermination de la distance de la galaxie ?

### III - 5 - CONCLUSIONS

Les différents critères de distance que nous avons étudiés reposent sur une propriété qui a été établie, et qui permet de prédire la valeur de la magnitude absolue d'un objet - étoile céphéide, galaxie, supernova à son maximum de lumière - dont on mesure la magnitude apparente. La propriété possède une base physique, (modalité de pulsation de l'étoile céphéide, relation entre la masse et la luminosité d'une galaxie, quantité de nickel radioactif formé lors de l'explosion d'une naine blanche qui atteint sa masse limite). La calibration de la magnitude absolue s'effectue à partir d'objets dont la distance est connue par ailleurs ; on doit s'assurer que l'objet utilisé pour la calibration est bien de même nature que ceux auxquels le critère sera appliqué.

Les effets d'extinction de la lumière, qui modifient la magnitude apparente d'un astre, viennent compliquer le problème ; on peut remarquer qu'ils affectent à la fois la calibration (attribution d'une magnitude absolue à partir de la mesure de la distance et de la magnitude apparente) et la détermination des distances par l'utilisation du critère et la mesure de la magnitude apparente.

Dans le cas des céphéides, où la relation qui sert de critère de distance fait aussi intervenir la couleur, l'extinction joue un second rôle perturbateur, parce qu'elle est sélective en longueur d'onde. De ce fait, elle modifie la couleur de l'étoile.

Nous avons aussi attiré l'attention sur des effets de sélection liés à la nature statistique du cri-

tère de distance : par exemple, dans le cas de la relation "Tully-Fisher", toutes les galaxies de même vitesse circulaire maximale ont **en moyenne** la même magnitude absolue. Certaines sont un peu plus lumineuses, d'autres un peu moins ; on fait donc une certaine erreur sur la détermination de leurs distances individuelles quand on leur attribue à toutes la même valeur de la magnitude absolue.

## REPOSES AUX QUESTIONS :

**Question III-1 :**  $d = L/4\pi E)^{1/2}$  et  $d' = L'/(4\pi E)^{1/2}$  ; d'où :  $d/d' = (L/L')^{1/2} = (100/106)^{1/2} = 0,97$ . La détermination d de la distance est systématiquement sous-estimée de 3%. En observant des chandelles encore plus éloignées, on sélectionnera en fait des chandelles de puissance supérieures à 106 W et la sous-estimation des distances augmentera systématiquement à mesure que l'on observera loin.

**Question III-2 :**  $\lambda_m$  (en  $\mu\text{m}$ ) =  $2900/T$  d'où :  $\lambda_m = 0,446 \mu\text{m}$  pour  $T = 6500 \text{ K}$  et  $0,527 \mu\text{m}$  pour  $T = 5500 \text{ K}$ . Sur la figure III-1, B et V correspondent pratiquement aux deux maxima d'émission.

**Question III-3 :** En se plaçant à une certaine abscisse correspondant à  $\lambda$ , on compare les ordonnées pour les deux courbes ; la différence de ces ordonnées correspond (dans une certaine échelle non précisée ici) à l'amplitude de la variation de luminosité : elle est la plus importante pour les filtres B et V et la plus petite pour les filtres H et K.

**Question III-4 :** On note par B et V les magnitudes apparentes observées et par  $B_o$  et  $V_o$  les magnitudes apparentes corrigées d'absorption :  $B_o = B - A(B)$  et  $V_o = V - A(V)$  avec  $A(B) > A(V)$  (voir Partie B, Annexe I-7). L'indice de couleur (B-V) observé vaut  $(B_o - V_o) + A(B) - A(V)$  donc (B-V) est supérieur à l'indice de couleur corrigé  $B_o - V_o = (B - V)_o$  c'est-à-dire que l'étoile observée paraît plus rouge qu'elle ne l'est en réalité d'où l'expression "rougissement interstellaire".

**Question III-5 :** Les différences de modules de distance  $\Delta\mu$  sont respectivement : 0,16 (GNM), 0,11 (PNM), 0,35 (M31), 0,28 (M33). De  $\Delta\mu = 5 \log(d_H/d_a)$ , on déduit les valeurs suivantes pour  $d_H/d_a$  : 1,08 (GNM) ; 1,05 (PNM) ; 1,17 (M31) ; 1,14 (M33) ; cela correspond à une valeur moyenne égale à 1,11, donc à une augmentation des distances de l'ordre de 10% avec la calibration d'Hipparcos. A noter que les différences  $\Delta\mu$  sont du même ordre de grandeur que l'incertitude sur les déterminations  $\mu_H$ , donc la valeur du facteur correctif est encore incertaine, même si l'effet (les distances doivent être augmentées) est statistiquement établi.

**Question III-6 :**  $1 \text{ Mpc} = 10^6 \text{ pc}$  d'où  $d(\text{pc}) = d(\text{Mpc}) \times 10^6$  et on remplace dans la relation (III-2) :  $5 \log d$  (avec d en pc) par  $5 \log(d \times 10^6) = 5 \log d + 30$  (avec d en Mpc), d'où la relation (III-2').

**Question III-7 :** L'accélération d'une masse m située à la distance R du centre du disque, dans son mouvement circulaire avec une vitesse  $V(R)$  est  $V(R)^2/R$  ; compte tenu de la loi de la gravitation universelle on a :  $GM(R)m/R^2 = mV(R)^2/R$ , d'où la relation cherchée :  $M(R) = RV(R)^2/G$ . Dans les parties extérieures du disque on aura :  $M(R) = R(V_m)^2/G$  et pour R fixé, on aura une masse d'autant plus élevée que  $V_m$  est grand.

**Question III-8 :** On peut considérer que la distance  $d$  de la galaxie n'a pas changé pendant la durée très courte (à l'échelle de l'évolution de l'Univers) séparant les deux observations de SNIa. La relation  $m-M = 5 \log d - 5$  montre que  $m$  et  $M$  diffèrent d'une quantité constante pour des astres situés dans la galaxie en question et observés à des époques voisines  $t_1$  et  $t_2$  ; si on observe  $m_1 = m_2$  cela implique  $M_1 = M_2$ .

**Question III-9 :** Le point d'ordonnée maximum correspond à  $\log V = 4,52$  soit  $V = 33\,000 \text{ km s}^{-1}$ .

**Question III-10 :** On trouve  $\langle M_B(\text{max}) \rangle = -19,53$  avec une dispersion de 0,17 et  $\langle M_V(\text{max}) \rangle = -19,49$  avec une dispersion de 0,08. Compte tenu des incertitudes sur les valeurs individuelles de  $M_B(\text{max})$  et de  $M_V(\text{max})$  figurant dans le Tableau III-3, qui sont de l'ordre de 0,20, il est légitime de considérer que les magnitudes absolues des SNIa à leur maximum, observées dans les galaxies du tableau III-3 ne diffèrent pas significativement.

**Question III-11 :**  $m-M = 5 \log d - 5$  ; les incertitudes  $\Delta M$  sur  $M$  et  $\Delta d$  sur  $d$  se déduisent de cette relation :  $\Delta M = 5 \Delta(\log d) = (5/2,3) (\Delta d/d)$ , où 2,3 est la valeur du logarithme népérien de 10. On en déduit la précision relative sur  $d$  :  $\Delta d/d = (2,3 \times \Delta M)/5 = 0,046$  soit environ 5%. A noter que cette précision est celle résultant des incertitudes sur la calibration seule et que la précision finale sur la détermination de  $d$  met en jeu également les incertitudes sur la mesure de magnitude apparente de la supernova observée.

## CHAPITRE IV :

### LA VALEUR DE $H_0$ ET L'AGE DE L'UNIVERS

IV - 1 - DETERMINATION DE $H_0$ A PARTIR DE L'AMAS DE GALAXIES DE LA VIERGE	68
IV - 1 - 1 - L'AMAS DE LA VIERGE	69
IV - 1 - 2 - VITESSE COSMOLOGIQUE DE L'AMAS DE LA VIERGE	69
IV - 1 - 3 - DISTANCE DE L'AMAS DE LA VIERGE	69
IV - 1 - 4 - LA VALEUR DE $H_0$ DETERMINEE A PARTIR DE L'AMAS DE LA VIERGE	77
IV - 2 - DETERMINATION DE $H_0$ A PARTIR DE DISTANCES DE GALAXIES ISOLEES OBTENUES PAR LA METHODE "TULLY-FISHER"	77
IV - 3 - DETERMINATION DE $H_0$ A PARTIR DE DISTANCES DE GALAXIES ABRITANT UNE SUPERNOVA DE TYPE Ia	80
IV - 4 - DIAGRAMME DE HUBBLE GENERAL ET VALEUR DE LA CONSTANTE DE HUBBLE	81
IV - 5 - L'AGE DE L'UNIVERS	82
REPONSES AUX QUESTIONS	83

On détermine  $H_0$  comme la valeur moyenne  $\langle V_r/d \rangle$  du rapport de la vitesse radiale observée,  $V_r$ , assimilée à la composante cosmologique,  $V_{\text{cos}}$ , à la distance  $d$ , calculée pour un ensemble de galaxies ; on choisit cet échantillon de telle sorte que les vitesses particulières d'une part, et les erreurs sur la distance d'autre part soient distribuées au hasard ; dans ce cas, leurs effets s'annulent en moyenne. Si ce n'est pas le cas, ces erreurs affectent la valeur de  $\langle V_r/d \rangle$ .

On utilise actuellement deux types d'échantillons : un ensemble de galaxies isolées ou un ensemble de galaxies appartenant à un même amas. On rencontre dans tous les cas des problèmes de nature statistique ; ils reposent sur le fait que les observations sont toujours limitées en magnitude apparente, ce qui conduit à une représentation plus grande dans l'échantillon considéré des galaxies intrinsèquement lumineuses ; on est donc conduit à sous-estimer la distance que l'on détermine en leur attribuant la luminosité moyenne de leur catégorie, telle qu'elle a été calibrée dans notre voisinage à partir d'un échantillon complet dans un volume donné nous entourant.

**Question IV-1 :** Pourquoi les observations sont-elles limitées en magnitude apparente ?

*seul de luminosité car : dimensions des télescopes + sensibilité des récepteurs*

**Question IV-2 :** On dispose d'un catalogue de galaxies complet jusqu'à un éclat apparent limite  $E_{\text{lim}}$ . On considère deux catégories de galaxies caractérisées par leur luminosité  $L$  et  $L'$  avec  $L' > L$  ; le catalogue contient les nombres  $N$  et  $N'$  respectivement, de chacune des deux catégories considérées. On admet que la répartition des galaxies est uniforme et peut être caractérisée par une densité numérique  $n$  (respectivement  $n'$ ) donnant le nombre moyen de galaxies par unité de volume dans l'espace. Trouver l'expression du rapport  $N'/N$  en fonction de  $n'/n$  et de  $L'/L$ . Commenter le résultat en ce qui concerne la sur-représentation des galaxies lumineuses dans le catalogue. Comparer cette situation avec celle d'un catalogue qui serait complet en volume ?

Chronologiquement, on a pris d'abord conscience de l'importance de ces effets dans le cas d'un échantillon de galaxies isolées ; beaucoup d'auteurs ont alors prétendu que les amas ne souffraient pas de tels effets, et se sont tournés vers l'amas de la Vierge, qui est l'amas de galaxies le plus proche ; en outre, avec le lancement du télescope spatial Hubble, naissait aussi l'espoir d'y observer des céphéides.

#### IV - 1 - DETERMINATION DE $H_0$ A PARTIR DE L'AMAS DE GALAXIES DE LA VIERGE

Un amas de galaxies est composé d'un ensemble de quelques centaines (ou de plusieurs centaines) de galaxies maintenues ensemble par leurs interactions gravitationnelles. On peut définir la distance de l'amas comme la valeur moyenne des distances des galaxies individuelles, et la vitesse radiale de l'amas comme la valeur moyenne des vitesses radiales individuelles. Cette vitesse radiale est ensuite assimilée à la vitesse cosmologique de l'amas dans la mesure où la vitesse particulière (inconnue) de notre Galaxie (ou de notre Groupe local de galaxies) peut être négligée. Le lissage résultant de la prise en compte des vitesses des galaxies de l'amas a l'avantage d'éliminer l'influence

des composantes particulières de vitesse de ces galaxies.

#### IV - 1 - 1 - L'amas de la Vierge

L'amas de la Vierge est l'amas le plus proche de nous. On l'identifie comme amas, c'est-à-dire comme un véritable groupement de galaxies et non comme configuration apparente, tout d'abord parce que la distribution des galaxies, telle qu'on l'observe en projection sur le ciel, présente un amoncellement dans la direction de la constellation de la Vierge ; de plus, la mesure des vitesses radiales, qui permet d'atteindre la troisième dimension, le long de la ligne de visée, montre une accumulation similaire des vitesses radiales ce qui permet de conclure qu'il s'agit effectivement d'une concentration physique de galaxies en un amas constitué de plusieurs centaines de galaxies.

Cet amas de galaxies de la Vierge contient deux catégories de galaxies, spiraux et irrégulières d'une part, et elliptiques d'autre part, en nombre sensiblement égal ; mais tandis que les galaxies elliptiques sont distribuées en un nuage circulaire très concentré vers le centre de l'amas, les galaxies spiraux et irrégulières ont une distribution beaucoup moins piquée, et forment une structure allongée. Ceci conduit à s'interroger sur le bien-fondé de l'hypothèse d'une concentration unique. Se pourrait-il que les galaxies spiraux et irrégulières se répartissent en plusieurs concentrations, localisées à des distances différentes ? Seule l'étude détaillée des distances individuelles des galaxies permettra de conclure.

#### IV - 1 - 2 - Vitesse cosmologique de l'amas de la Vierge

La vitesse radiale d'ensemble de l'amas, mesurée par rapport à notre Galaxie est égale à  $(1000 \pm 10) \text{ km s}^{-1}$ . La totalité des observateurs s'accordent sur cette détermination. Par contre, on peut noter que cette valeur est trop faible pour que l'on puisse négliger la composante radiale de la vitesse particulière de notre Galaxie. Constituant une concentration de masse importante, l'amas attire vers lui les galaxies de son voisinage ; on s'attend donc à ce que notre Galaxie soit animée d'un mouvement particulier de chute en direction de l'amas. Les évaluations empiriques de cette vitesse particulière varient, selon les auteurs entre  $100$  et  $400 \text{ km s}^{-1}$ , ce qui entraîne que la vitesse cosmologique de l'amas Virgo serait située entre  $1100$  et  $1400 \text{ km s}^{-1}$ .

*Question IV-3 : Expliquer le principe de la détermination de la vitesse radiale cosmologique de l'amas de la Vierge à partir des observations.*

#### IV - 1 - 3 - Distance de l'amas de la Vierge

On peut distinguer deux types de méthodes permettant de déterminer la distance de l'amas. Le premier type de méthode consiste à déterminer la distance d'une galaxie particulière (ou d'un petit nombre de galaxies), par exemple en y observant individuellement des étoiles standards dont la luminosité intrinsèque peut être estimée. Cette méthode a l'avantage de reposer sur une bonne compréhension des propriétés physiques des étoiles qui sont à la base du critère de distance (par exemple, la relation période-luminosité d'une étoile céphéide) ; par contre, elle peut avoir l'inconvénient

de focaliser l'intérêt sur les galaxies de l'amas dans lesquelles cette observation est plus facile à effectuer : on court alors le risque de s'adresser ainsi systématiquement à des galaxies plus proches de nous, leur plus grande proximité rendant plus aisée la résolution en étoiles. Ce danger est particulièrement grand si l'amas comporte plusieurs sous-groupes, localisés à des distances différentes.

Le second type de méthode est de nature statistique : l'exemple le plus connu est celui de la relation "Tully-Fisher" ; on l'applique généralement sinon à la totalité des galaxies spirales de l'amas, du moins à un nombre important de galaxies, ce qui permet de supposer que l'on détermine la distance moyenne de l'amas de spirales, même si celui-ci se subdivise en plusieurs sous-groupes. Nous avons vu que cette relation tire sa source d'une propriété physique : il existe une relation entre la masse totale et la luminosité globale d'une galaxie ; mais il n'est pas encore possible de développer une théorie qui en rende compte de façon plus détaillée.

On se limitera généralement dans ce qui suit - l'exception étant la méthodes des nébuleuses planétaires - à des méthodes qui s'appliquent aux galaxies spirales ou irrégulières : en effet, on manque actuellement d'un critère sûr permettant la calibration primaire des distances des galaxies elliptiques. Cette situation est regrettable, dans la mesure où, comme nous l'avons vu précédemment, les galaxies elliptiques forment un groupement beaucoup plus concentré et très probablement sans sous-structure.

Les différentes déterminations de la distance de l'amas de la Vierge effectuées au cours des 10 dernières années s'échelonnent entre 14 et 22 Mpc : la fourchette est grande (variation d'environ un facteur 1,6), et nous allons essayer de comprendre pourquoi. On donne dans le tableau IV-1 ci-après les résultats obtenus à partir de 4 méthodes différentes.

**La première méthode** repose sur la calibration en luminosité des étoiles supergéantes rouges. Elle a été appliquée à la seule galaxie spirale de l'amas de la Vierge dans laquelle ces étoiles ont pu être observées depuis le sol : NGC 4571 ; la faible valeur de la distance ainsi déterminée s'explique probablement par le fait que cette galaxie est effectivement plus proche que l'ensemble des galaxies de l'amas, ce qui expliquerait qu'on ait pu y observer les étoiles supergéantes rouges individuellement.

**La seconde méthode** repose sur l'observation des nébuleuses planétaires dans une galaxie elliptique, et de la plus brillante d'entre elles, à qui l'on attribue la magnitude absolue de la nébuleuse planétaire la plus lumineuse que l'on ait observée dans une galaxie de distance connue (on adopte  $M_v = -4,8$ ). Elle a été utilisée pour 5 galaxies particulièrement brillantes de l'amas. On doit se poser la question : la nébuleuse planétaire la plus lumineuse d'une galaxie donnée a-t-elle toujours la même luminosité ? Ne risque-t-on pas de trouver que cette nébuleuse planétaire la plus lumineuse est en fait plus lumineuse dans une galaxie très peuplée que dans une galaxie moins peuplée ? On rapprochera ce raisonnement de celui qui consisterait à considérer la taille du plus grand géant d'une agglomération comme étant toujours la même : il est clair que le plus grand géant d'une grande ville comme Paris a beaucoup de chance d'être plus grand que celui d'une petite bourgade.

Une seconde difficulté de la méthode est qu'elle s'applique à des galaxies elliptiques (un facteur favorable est que les nébuleuses planétaires y sont facilement identifiables, car ces galaxies ne comportent pas de nébuleuses d'une autre nature ; ce qui n'est pas le cas d'une galaxie spirale) ;

cependant, comme nous l'avons noté plus haut, il n'existe pas de galaxie elliptique dont la distance soit déterminée par une calibration primaire précise, et la calibration ici s'effectue à partir des nébuleuses planétaires observées dans le bulbe central de M31 : on admet alors que les bulbes des galaxies spirales se comportent de façon identique aux galaxies elliptiques.

Dans la figure IV-1 ci-après, le module de distance  $\mu = 5 \log d + 25$  (d en Mpc) de chacune des 5 galaxies de l'amas de la Vierge étudiées par cette méthode est porté en fonction de la magnitude apparente globale de la galaxie : si toutes ces galaxies sont bien à la même distance, leur magnitude apparente est bien un indicateur de leur magnitude absolue M, puisque  $\mu = m - M$ . On voit qu'il y a une tendance à ce que le module de distance croisse lorsque la galaxie est moins lumineuse.

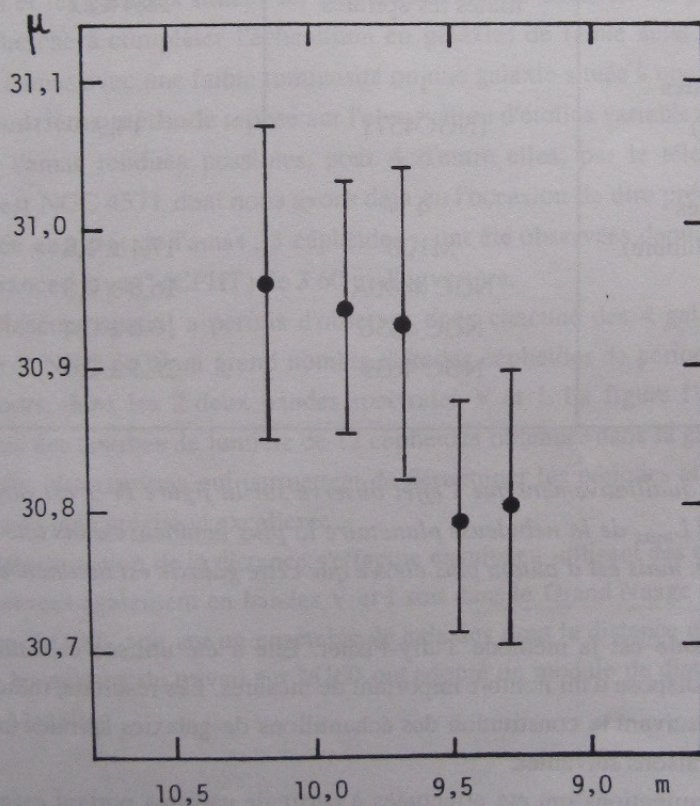


Figure IV-1 : Module de distance obtenu par la méthode de la nébuleuse planétaire la plus brillante, pour 5 galaxies de l'amas de la Vierge en fonction de la magnitude apparente de la galaxie associée.

Tableau IV-1 :

Détermination de la distance de l'amas de galaxies de la Vierge par différentes méthodes

Méthode	Nombre de galaxies	Distance (en Mpc)
1-Étoiles supergéantes rouges	1 (NGC 4571)	14,9
2- Nébuleuses planétaires	5	14,7
3- Tully-Fisher	les spirales brillantes	16
"	toutes les spirales	18,4 à 22
4- Céphéides (CFHT)	1 (NGC4571)	14,9
Céphéides (Télescope Hubble)	4	
	M100	$17,1 \pm 1,8$
	NGC 4496A	$16,8 \pm 0,8$
	NGC 4536	$16,6 \pm 0,4$
	NGC 4639	$25,5 \pm 2,6$

**Question IV-4 :** Montrer qualitativement que l'effet observé sur la figure IV-1 est attendu si l'on suppose que la luminosité  $L_{max}$  de la nébuleuse planétaire la plus lumineuse dans une galaxie n'a pas une valeur universelle, mais est d'autant plus élevée que cette galaxie est lumineuse.

**La troisième méthode** est la méthode Tully-Fisher. Elle a été utilisée essentiellement en bande B, parce que l'on y dispose d'un nombre important de mesures. Les résultats, indiqués dans le tableau, sont discordants suivant la constitution des échantillons de galaxies spirales utilisés. Ceci peut s'expliquer pour les raisons suivantes.

Les premières déterminations ont été effectuées à partir de mesures portant essentiellement sur les galaxies les plus brillantes (les seules dont on disposait). Si l'on se reporte à la remarque faite à la fin du chapitre précédent, on comprend l'erreur faite en affectant à une galaxie de  $\log V_m$  donné la magnitude absolue  $M$  donnée par le relation (III-1) de ce chapitre : cette relation n'est vérifiée qu'en moyenne, certaines galaxies étant, pour un  $\log V_m$  donné, un peu plus lumineuses et d'autres moins. Si l'échantillon utilisé comporte essentiellement des galaxies brillantes, les galaxies peu lumineuses sont absentes, et il n'est plus exact de postuler que les galaxies de l'échantillon

considéré ont en moyenne la magnitude absolue  $M$  : elles ont en réalité une magnitude moyenne  $\langle M \rangle$  plus lumineuse (donc plus faible) que  $M$ . En déterminant leur distance par la relation III-2, on sous-estime cette distance.

*Question IV-5 : Pourquoi est-il légitime ici d'assimiler les galaxies les plus brillantes aux galaxies les plus lumineuses ?*

Les travaux suivants se sont donc focalisés sur la constitution d'échantillons complets : on s'est efforcé de mesurer systématiquement les magnitudes et la raie 21 cm de toutes les galaxies spirales membres de l'amas. Ces travaux ont effectivement conduit à une estimation de distance plus grande. D'où vient alors la fourchette des résultats du tableau IV-1 ? Elle a pour origine essentielle la difficulté de décider où s'arrête l'appartenance d'une galaxie à l'amas : localisation sur le ciel et similitude de vitesse radiale comportent une part d'estimation pour décider de la séparation entre l'amas et les galaxies situées un peu au-delà ; cette décision est particulièrement importante quand on cherche à compléter l'échantillon en galaxies de faible éclat : une telle galaxie est-elle membre de l'amas avec une faible luminosité ou une galaxie située à une distance plus grande ?

**La quatrième méthode** repose sur l'observation d'étoiles variables céphéides dans 5 galaxies spirales de l'amas rendues possibles, pour 4 d'entre elles, par le télescope spatial Hubble ; la cinquième est NGC 4571 dont nous avons déjà eu l'occasion de dire précédemment qu'elle pourrait être localisée en avant de l'amas ; 3 céphéides y ont été observées depuis le sol, grâce au télescope "Canada-France-Hawaï" (CFHT) de 3,60 m d'ouverture.

Le télescope spatial a permis d'observer dans chacune des 4 galaxies M100, NGC 4496A, NGC 4536 et NGC 4639 un grand nombre d'étoiles céphéides de périodes variées, se situant entre 10 et 65 jours, dans les 2 deux bandes spectrales V et I. La figure IV-2 donne un exemple des observations des courbes de lumière de 12 céphéides obtenues dans la galaxie M100. On peut noter la qualité des observations qui permettent de déterminer les périodes et les magnitudes apparentes médianes avec une précision excellente.

La détermination de la distance s'effectue ensuite en utilisant des céphéides de périodes similaires, observées également en bandes V et I soit dans le Grand Nuage de Magellan (c'est ce qui a été fait pour M100), soit sur un ensemble de galaxies dont la distance est connue par la calibration primaire ; les auteurs du travail sur M100 ont adopté un module de distance de 18,5 pour le Grand Nuage de Magellan.

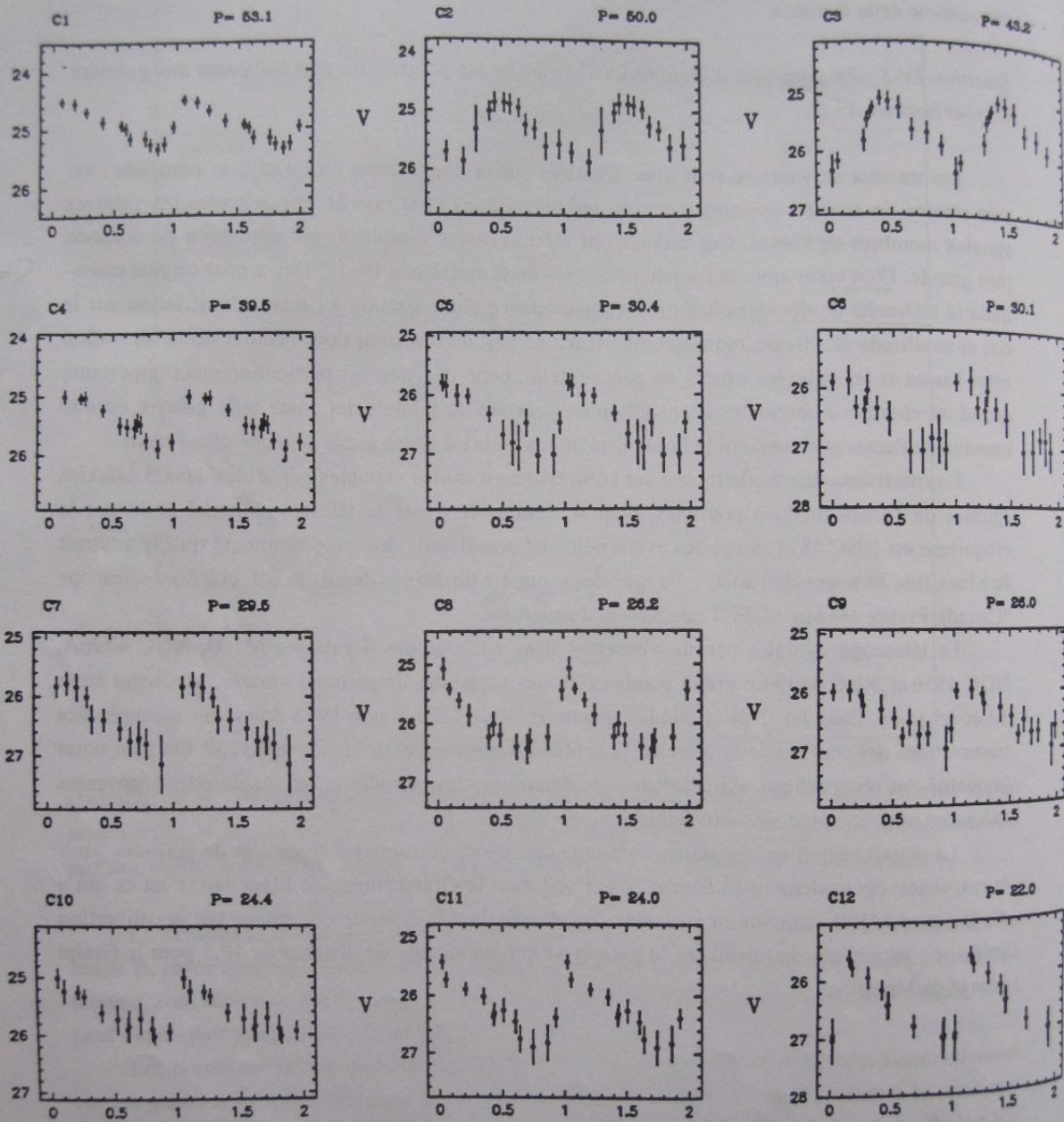
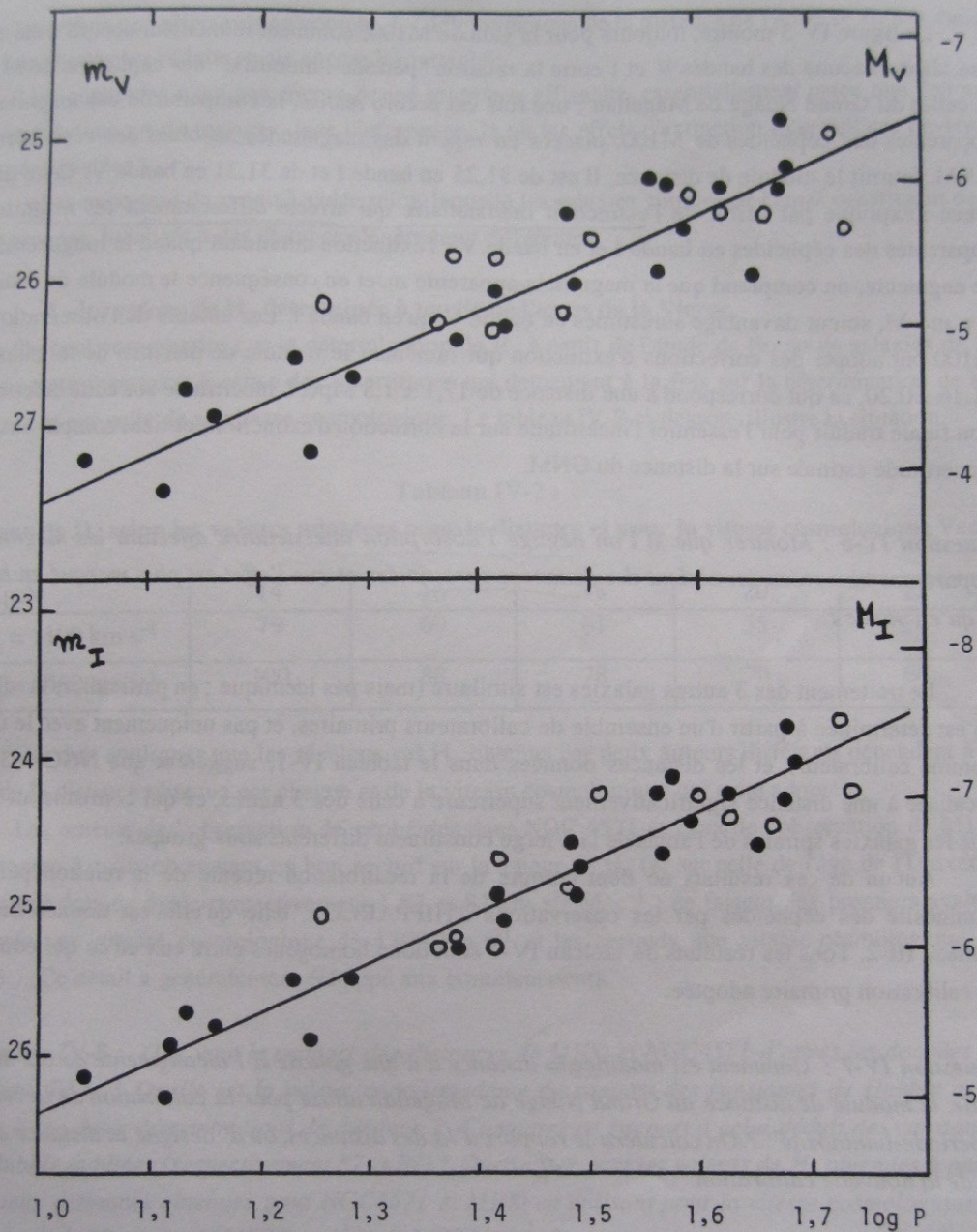


Figure IV-2 : Exemples de courbes de lumière de céphéides obtenues dans la galaxie M100 avec le télescope spatial Hubble. La magnitude apparente en bande V est représentée avec sa barre d'erreur en fonction de la phase de la céphéide (l'abscisse est graduée en fraction de la période). La période P (en jours) de chaque céphéide est indiquée au-dessus de chaque cadre.



**Figure IV-3 :** Relation "période-luminosité" pour les céphéides observées en bande V (partie supérieure) et en bande I (partie inférieure) dans le Grand Nuage de Magellan (points noirs) et la galaxie M100 (cercles). L'abscisse indique le logarithme décimal de la période P (exprimée en jours) ; l'ordonnée indique les magnitudes apparentes (échelle de gauche) pour M100 et les magnitudes absolues (échelle de droite) pour le GNM. Les deux ensembles de points ont été ajustés autour de la même droite moyenne tracée en trait plein en effectuant une translation en magnitude selon l'axe des ordonnées.

La figure IV-3 montre, toujours pour la galaxie M100, comment le meilleur accord a été réalisé, dans chacune des bandes V et I entre la relation "période-luminosité" des céphéides de M100 et celles du Grand Nuage de Magellan : une fois cet accord réalisé, la comparaison des magnitudes apparentes des céphéides de M100, placées en regard des magnitudes absolues des céphéides du GNM, fournit le module de distance. Il est de 31,25 en bande I et de 31,31 en bande V. Cette différence s'explique par l'effet de l'extinction interstellaire qui affecte différemment les magnitudes apparentes des céphéides en bande I et en bande V : l'extinction diminuant quand la longueur d'onde augmente, on comprend que la magnitude apparente  $m$ , et en conséquence le module de distance  $\mu = m - M$ , soient davantage surestimés en bande V qu'en bande I. Les auteurs de l'observation de M100 ont adopté des corrections d'extinction qui ramènent le module de distance de la galaxie à  $31,16 \pm 0,20$ , ce qui correspond à une distance de  $17,1 \pm 1,8$  Mpc. L'incertitude sur cette détermination finale traduit pour l'essentiel l'incertitude sur la correction d'extinction, et tient compte aussi de l'incertitude estimée sur la distance du GNM.

**Question IV-6 :** *Montrer que si l'on néglige l'absorption interstellaire affectant les magnitudes apparentes observées, on obtient des distances surestimées et que l'effet est plus marqué en bande V qu'en bande I.*

Le traitement des 3 autres galaxies est similaire (mais pas identique ; en particulier, la distance est déterminée à partir d'un ensemble de calibrateurs primaires, et pas uniquement avec le GNM comme calibrateur), et les distances données dans le tableau IV-1, suggèrent que NGC 4639 est localisée à une distance significativement supérieure à celle des 3 autres, ce qui confirmerait l'idée que les galaxies spirales de l'amas de la Vierge constituent différents sous-groupes.

Aucun de ces résultats ne tient compte de la recalibration récente de la relation période-luminosité des céphéides par les observations d'HIPPARCOS, telle qu'elle est donnée dans le tableau III-2. Tous les résultats du tableau IV-1 sont donc homogènes entre eux en ce qui concerne la calibration primaire adoptée.

**Question IV-7 :** *Comment est modifiée la distance  $d$  d'une galaxie si l'on augmente de 0,2 magnitude, le module de distance du Grand Nuage de Magellan utilisé pour la calibration de la relation "période-luminosité" ? On calculera le rapport  $d'/d$  des distances, où  $d'$  désigne la distance déduite de la nouvelle calibration.* +10%

En **conclusion**, l'étude que nous venons d'effectuer des différentes méthodes utilisées pour déterminer la distance de l'amas de la Vierge montre un étalement des déterminations sur lesquelles on peut faire les remarques suivantes :

- les valeurs les plus faibles de cette distance - de l'ordre de 14 Mpc - proviennent soit de l'identification de la distance de l'amas à celle d'une galaxie particulière, NGC 4571 soupçonnée d'être située en avant de l'amas, soit de méthodes présentant des erreurs de nature statistique, qui ont en commun de sous-estimer la luminosité des "chandelles standards" utilisées ;

- une fois ces effets pris en compte, les déterminations de la distance de l'amas se situent dans une fourchette plus réduite, mais encore importante ;

- les céphéides n'ont pas encore donné toute leur efficacité, essentiellement parce que l'on ne dispose pas encore de mesures dans l'infrarouge, là où les effets d'extinction interstellaire deviennent négligeables ;

- elles apportent du crédit à l'idée selon laquelle les galaxies spirales de l'amas constituent des sous-groupes, localisés à des distances légèrement différentes.

#### IV - 1 - 4 - La valeur de $H_0$ déterminée à partir de l'amas de la Vierge.

On peut comprendre que la détermination de  $H_0$  à partir de l'étude de l'amas de galaxies de la Vierge reste incertaine à cause des incertitudes qui demeurent à la fois sur la détermination de sa distance et sur celle de sa vitesse cosmologique. Le tableau IV-2 ci-dessous illustre la situation.

Tableau IV-2 :

Valeur de  $H_0$  selon les valeurs adoptées pour la distance et pour la vitesse cosmologique  $V_{\text{cos}}$

d(Mpc)	14	16	18	20	22
$V_{\text{cos}} = 1100 \text{ km s}^{-1}$	79	69	61	55	50
$V_{\text{cos}} = 1400 \text{ km s}^{-1}$	100	88	78	70	64

On doit souligner que les résultats sur  $H_0$  obtenus par deux auteurs différents dépendent à la fois de la distance obtenue par chacun et de la vitesse cosmologique qui a été adoptée.

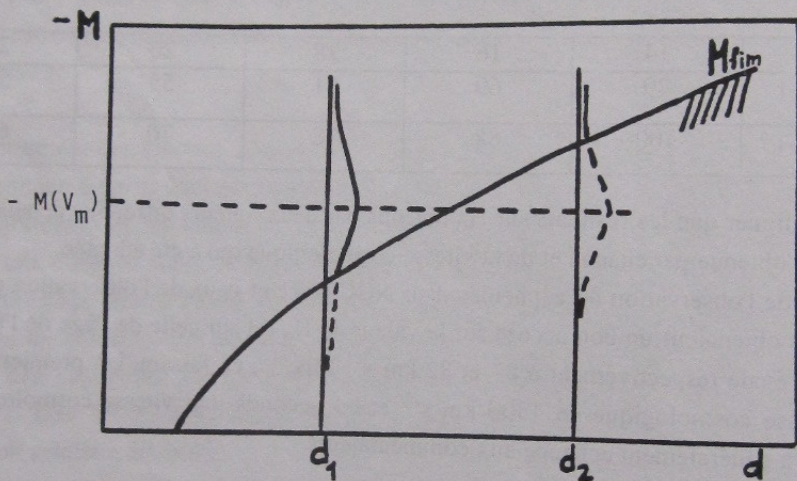
Les auteurs de l'observation de céphéides dans NGC 4571 et ceux de l'observation de M100 ont annoncé qu'ils obtenaient un bon accord sur la valeur de  $H_0$  (et sur celle de l'âge de l'Univers), qu'ils ont donnée égale respectivement à 87 et 82  $\text{km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  ; ce faisant, les premiers avaient adoptée une vitesse cosmologique de 1300  $\text{km s}^{-1}$  et les seconds une vitesse cosmologique de 1400... Ce détail a généralement échappé aux commentateurs.

**Question IV-8 :** *Que vaut le rapport des distances de M100 et NGC4571 d'après les données du Tableau IV-1 ? Quelle est la valeur correspondante du rapport des constantes de Hubble associées à ces deux déterminations de distance ? Comparer ce rapport à celui déduit des constantes de Hubble publiées (respectivement 87 et 82) ? Quelles seraient les valeurs de  $H_0$  obtenues à partir des deux distances obtenues pour NGC4571 et M100 en utilisant pour la vitesse cosmologique de l'amas de la Vierge, soit 1100  $\text{km s}^{-1}$ , soit 1400  $\text{km s}^{-1}$  ?*

#### IV - 2 - DETERMINATION DE $H_0$ A PARTIR DE DISTANCES DE GALAXIES ISOLEES OBTENUES PAR LA METHODE "TULLY-FISHER"

Les premiers travaux utilisant la relation Tully-Fisher conduisirent dans les années 1980 à une valeur élevée de la constante de Hubble - de l'ordre de 100  $\text{km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  - ainsi qu'à une crois-

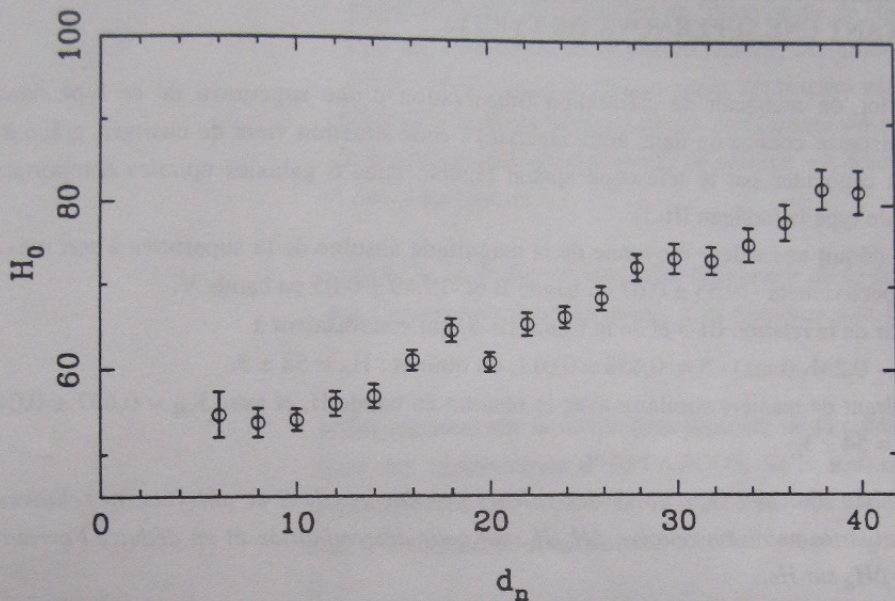
sance de  $H_0$  avec la distance. On découvrit alors les effets statistiques pernicious qui affectent les échantillons. Ils proviennent de la nature statistique de la relation "Tully-Fisher", que nous avons déjà évoquée précédemment (IV-1-3), et du fait que les échantillons issus de l'observation sont toujours limités en magnitude apparente : si  $m_l$  est la magnitude limite du catalogue à partir duquel ont été effectuées les mesures radio fournissant  $V_m$  à une distance  $d$  donnée, seules les galaxies plus lumineuses que  $-M_l = -m_l + 5 \log d + 25$  ( $d$  en Mpc) ont été observées, et sont donc présentes dans l'échantillon. Comme la relation Tully-Fisher n'est pas une relation rigoureusement exacte, toutes les galaxies de même  $V_m$  (donc, en gros, de même masse), n'ont pas exactement la même magnitude absolue  $M_{TF}$ , celle qui résulte de la relation TF, certaines étant plus lumineuses, d'autres l'étant moins. On voit alors que lorsqu'on attribue à chacune de ces galaxies de même  $V_m$  la magnitude absolue  $M_{TF}$ , on sous-estime la luminosité de certaines, et on surestime la luminosité d'autres ; en calculant  $H_0$  comme une moyenne de  $V_r/d$ , on a pensé, à tort, qu'il y avait compensation par effet de moyenne. Ce n'est pas vrai, car l'échantillon contient plus de galaxies plus lumineuses que  $M_{TF}$  que de galaxies moins lumineuses.



**Figure IV-4 :** Représentation schématique donnant la magnitude absolue  $-M$  en fonction de la distance  $d$ . Pour un échantillon limité en magnitude apparente ( $m < m_{lim}$ ) seules sont observées les galaxies plus lumineuses que la magnitude absolue  $M_{lim}$  qui dépend de  $d$  ; la courbe tracée et notée  $M_{lim}$  délimite dans le plan la région des galaxies observables (au-dessus de cette courbe). On a noté pour une valeur  $V_m$  donnée, la valeur moyenne de la magnitude absolue  $-M(V_m)$  et la distribution gaussienne des magnitudes absolues autour de cette moyenne, pour deux distances  $d_1$  et  $d_2$  (avec  $d_2 > d_1$ ). On voit que la coupure due à la limitation de l'échantillon en magnitude apparente, élimine une partie des galaxies les moins lumineuses (tracé en tiret sur la gaussienne) et dans une proportion qui devient de plus en plus importante à mesure que  $d$  croît.

On voit sur la figure IV-4 que la distribution des luminosités des galaxies de  $V_m$  donnée, situées toutes à la même distance  $d$  a son aile inférieure coupée, cette coupure devenant de plus en plus sévère à mesure que croît la distance. La distance  $d_{TF}$  attribuée à ces galaxies est donc, en

moyenne, sous-estimée, puisqu'on sous-estime leur luminosité (une ampoule électrique de 200 watts nous donne la même impression qu'une ampoule de 100 watts si elle est située 4 fois plus loin : si on lui attribue 100 W au lieu des 200, on sous-estime sa distance par un facteur 4). Sous-estimant  $d$ , on surestime  $H_0$  (voir la figure IV-5).



**Figure IV-5 :** Valeur moyenne de la constante de Hubble  $H_0$  déterminée à partir des distances obtenues par la méthode "Tully-Fisher" (TF) pour un échantillon de galaxies spirales, strictement limité en magnitude apparente, en fonction de la distance "normalisée"  $d_n$ . Cette dernière est proportionnelle à la vitesse radiale des galaxies et est exprimée en unité de la distance de l'amas de la Vierge ; les galaxies de différentes luminosités ont été ramenées à un même système homogène, celui des galaxies ayant  $\log V_m = 2,7$  ; à mesure que  $d_n$  augmente les distances obtenues par la méthode TF sont sous-estimées et  $H_0$  est de plus en plus surestimé.

**Question IV-9 :** Déterminer l'équation de la courbe correspondant à  $M_{lim}$ , dont l'allure est indiquée sur la figure IV-4.

On ne peut déterminer correctement  $H_0$  par moyenne de  $V_r/d_{TF}$  qu'en se limitant aux galaxies assez proches pour que la limitation en magnitude apparente n'affecte pas la détection de la fonction de luminosité autour de  $M_{TF}$ . Mais alors se pose le problème de l'assimilation de  $V_r$  à  $V_{cos} \dots$  Pour le surmonter, il faut augmenter la magnitude limite, c'est-à-dire travailler avec des échantillons plus profonds. Beaucoup s'y sont employés au cours de ces 10 dernières années, et l'on dispose aujourd'hui de plus de 6000 galaxies dont la distance  $d_{TF}$  est déterminée : en se limitant aux quelques centaines de galaxies pour lesquelles la limitation en magnitude apparente n'induit pas une limitation en magnitude absolue trop contraignante, et grâce à l'observation, par le télescope

Hubble, de céphéides permettant la calibration, on a pu déterminer une valeur de  $H_0 = (57 \pm 5)$   $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ , insensible aux effets des vitesses particulières, parce que ce sous-échantillon de quelques centaines de galaxies s'étend à de grandes vitesses radiales (4 000 à 5 000  $\text{km s}^{-1}$ ).

#### IV-3 - DETERMINATION DE $H_0$ A PARTIR DES DISTANCES DES GALAXIES ABRITANT UNE SUPERNOVA DE TYPE Ia

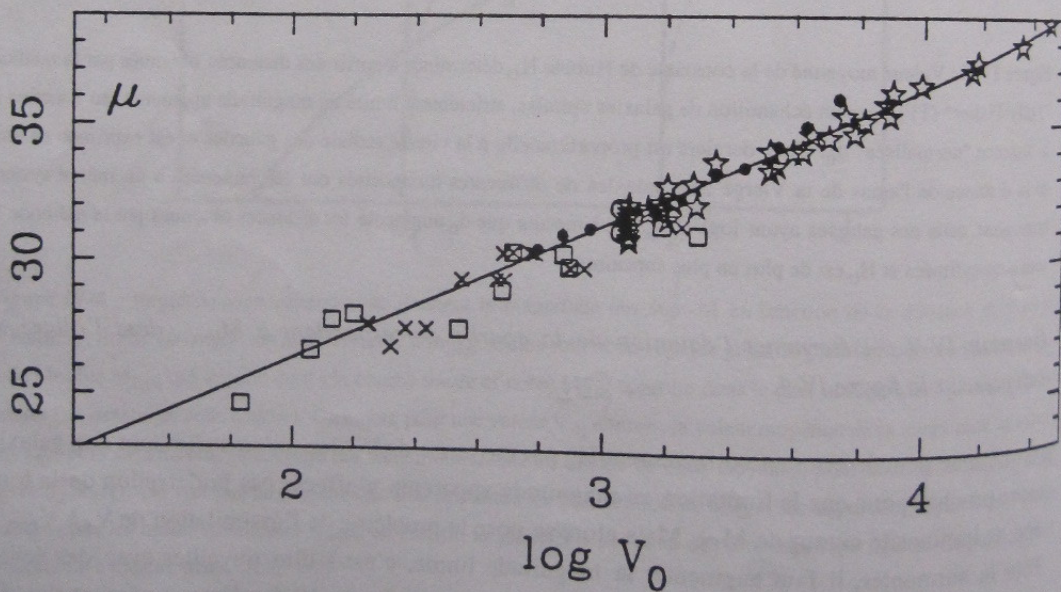
Jusqu'ici, on manquait de calibration (observation d'une supernova de ce type dans une galaxie de distance connue ou dans notre Galaxie) ; cette situation vient de changer, grâce à l'observation de céphéides par le télescope spatial Hubble dans 6 galaxies spirales comportant des supernovae de type Ia (tableau III-3).

On en déduit une valeur moyenne de la magnitude absolue de la supernova à son maximum qui vaut respectivement  $-19,53 \pm 0,07$  en bande B et  $-19,49 \pm 0,05$  en bande V.

A partir de la relation III-3 et de la figure III-5, qui conduisaient à  $\log H_0 - 0,2M_V(\text{max}) - 5 = 0,658 \pm 0,011$ , on obtient :  $H_0 = 58 \pm 3$ .

En opérant de manière similaire avec le résultat en bande B, et avec  $K_B = 0,637 \pm 0,011$ , on obtient :  $H_0 = 54 \pm 3$ .

**Question IV-10 :** Calculer  $H_0$  à partir des valeurs précédentes de  $K$  et  $\langle M_V(\text{max}) \rangle$  relatives à la bande V. Evaluer la précision relative  $\Delta H_0 / H_0$  sur cette détermination et en déduire l'erreur correspondante  $\Delta H_0$  sur  $H_0$ .



**Figure IV-6 :** Module de distance obtenu pour trois échantillons de galaxies, en fonction de leur vitesse radiale (en échelle logarithmique). Les distances proviennent respectivement des céphéides (croix et carrés), de la relation TF (points noirs) et de la méthode des supernovae (étoiles). La droite correspond à la loi de Hubble, avec une constante de Hubble égale à 57.

#### IV - 4 - DIAGRAMME DE HUBBLE GENERAL ET VALEUR DE LA CONSTANTE DE HUBBLE

L'ensemble des résultats obtenus à partir des céphéides, de la relation Tully-Fisher et des supernovae de type Ia sont rassemblés dans la figure IV-6, qui est un "diagramme de Hubble", où le module de distance est porté en fonction du logarithme de la vitesse radiale, assimilée à la vitesse cosmologique. Dans le cas de la relation Tully-Fisher, chaque point représenté est une valeur moyenne obtenue dans un petit domaine de vitesse radiale. La droite représentée sur la figure correspond à la valeur  $H_0 = 57 \pm 5$ . La précision ( $\pm 5$ ) avec laquelle ce résultat est donné résulte de l'étude de la seule dispersion interne des observations.

**Question IV-11 :** Déterminer l'équation de la droite décrite dans la légende de la figure IV-6 en précisant sa pente et son ordonnée à l'origine en fonction de  $H_0$ . Ces résultats sont-ils en accord avec le tracé de la figure IV-6 ?

L'ensemble des données utilisées reposent sur la calibration primaire de la relation "période-luminosité" des céphéides antérieure aux observations d'HIPPARCOS. Si la sous-estimation de l'ordre de 10% de l'échelle des distances issue des céphéides, suggérée par ces premiers résultats d'HIPPARCOS devait se confirmer, il conviendrait de diminuer corrélativement  $H_0$  de 10%, et la valeur de 57 serait ramenée à  $51 \pm 5$ .

On peut donc conclure ici que, dans le cadre de la calibration primaire adoptée (qui est la même pour toutes les méthodes), l'ensemble des résultats obtenus à partir de galaxies isolées présentent une cohérence :

- la valeur moyenne de  $V_r/d$ , est stable le long de l'échelle des distances concernées, ce qui valide l'utilisation de la vitesse radiale comme composante cosmologique et permet d'assimiler cette valeur à la constante de Hubble  $H_0$  ;
- la précision attribuée au résultat ( $\pm 5$ ) qualifie ce degré de cohérence ;
- la présence d'une erreur systématique, provenant d'une erreur systématique sur la calibration primaire, ne peut être ignorée ; les résultats préliminaires d'HIPPARCOS suggèrent que la calibration devrait être revue dans le sens d'une diminution de la valeur de  $H_0$  ; il convient de rester prudent, tant que les effets statistiques qui peuvent affecter ces résultats n'auront pas été soigneusement étudiés ;
- ce résultat peut être compatible avec celui qui provient de l'étude de l'amas de la Vierge (cf. tableau IV-2), il faut que la distance de l'amas soit supérieure à 18 Mpc et que la vitesse particulière du Groupe local soit faible (de l'ordre de  $100 \text{ km s}^{-1}$ ) ;
- la cohérence repose aussi sur un traitement similaire (et classique) des effets d'extinction qui conduit à corriger les magnitudes observées. Toute remise en cause de l'importance de ces effets aurait une conséquence sur le résultat. On peut noter en particulier la difficulté qu'il y a à séparer l'effet de rougissement produit par l'extinction (parce qu'elle affecte davantage les courtes

longueur d'onde) d'un effet lié à des différences de composition chimique entre galaxies ; en effet, une plus grande abondance des éléments lourds dans une galaxie (ou plus précisément une région donnée d'une galaxie) modifie le spectre continu de façon sélective selon la longueur d'onde, et donc la couleur, car les raies d'absorption dues à ces éléments sont inégalement réparties en longueur d'onde. C'est la réalisation d'études similaires à celles qui viennent d'être décrites, utilisant des magnitudes infrarouges (en bande I ou K par exemple) qui permettra de conclure s'il y a ou non lieu de remettre en cause ces corrections.

#### IV - 5 - L'AGE DE L'UNIVERS

Le passage d'une valeur de  $H_0$  à celle de l'âge de l'Univers s'effectue dans le cadre d'un modèle cosmologique. Il est donc nécessaire de mentionner quel modèle a été choisi chaque fois que l'on donne une évaluation de cet âge.

Dans le cadre d'un modèle cosmologique simple de Friedmann (où la constante cosmologique est nulle), l'âge de l'Univers est toujours inférieur au temps de Hubble,  $t_H = H_0^{-1}$  ; en outre, dans le modèle particulier de Friedmann, appelé modèle standard ( $\Omega_0 = 1$ ), l'âge de l'Univers est égal à  $(2/3)t_H$ .

La valeur  $H_0 = 57 \pm 5$  conduit donc à un temps de Hubble  $t_H = (17,1 \pm 1,5) \times 10^9$  ans, soit un âge de l'Univers de  $(11,4 \pm 1) \times 10^9$  ans dans le modèle standard.

**Question IV-12 :** On définit le paramètre  $h$  par la relation :  $h = H_0/100$  où la constante de Hubble  $H_0$  est exprimée en  $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$  ; ainsi par exemple :  $h = 1/2$  si on a  $H_0 = 50$  et  $h = 1$  si  $H_0 = 100$ . Exprimer le temps de Hubble  $t_H$  en milliards d'années, en fonction de  $h$ . En déduire la valeur de  $t_H$  et son erreur  $\Delta t_H$  pour  $H_0 = 57 \pm 5$ .

## REPONSES AUX QUESTIONS

**Question IV-1 :** La limitation en magnitude apparente, ou de manière équivalente en éclat apparent, traduit le seuil de sensibilité des observations ; les facteurs principaux limitant ce seuil sont les dimensions des télescopes et la qualité des récepteurs utilisés.

**Question IV-2 :** Le catalogue contient toutes les galaxies dont l'éclat apparent  $E$  est supérieur ou égal à  $E_{lim}$ , c'est-à-dire toutes les galaxies (de luminosité  $L$ ) dont la distance est inférieure à une distance  $d_{lim}$  définie par la relation :  $L = 4\pi E_{lim} (d_{lim})^2$ . Pour les deux catégories de galaxies caractérisées par  $L$  et  $L'$ , la distance limite sera plus grande pour les galaxies les plus lumineuses (celles de luminosité  $L'$ ) avec un rapport des distances limites égal à  $(L'/L)^{1/2}$ . Le nombre total de galaxies contenu dans le catalogue est celui contenu dans le volume de rayon  $d_{lim}$  donc  $N$  est proportionnel à  $(d_{lim})^3$  et il en résulte que  $N'/N = (n'/n) \times (L'/L)^{3/2}$ . Si  $L' > L$ , le rapport  $N'/N$  des populations présentes dans le catalogue est supérieur à celui  $n'/n$  représentatif des populations réelles : il y a un excès de galaxies lumineuses dans le catalogue par rapport aux galaxies moins lumineuses. Le catalogue limité en éclat apparent (ou en magnitude apparente) ne répertorie pas les différentes galaxies présentes dans un même volume, il explore des volumes d'espace d'autant plus grands que les galaxies sont plus lumineuses. Un catalogue qui serait complet en volume correspondrait à un même volume exploré jusqu'à une distance limite uniforme, indépendante de la luminosité des galaxies.

**Question IV-3 :** La vitesse radiale relative observée de l'amas (fuite observée par rapport à notre Galaxie) est la différence entre la vitesse radiale cosmologique de l'amas de la Vierge (qui traduit la fuite relative par rapport à la Galaxie, due à l'expansion de l'Univers) et la vitesse radiale relative de notre Galaxie par rapport à l'amas (chute relative vers l'amas). Cette dernière est déterminée à partir de l'analyse des vitesses radiales observées des galaxies proches.

**Question IV-4 :** Si  $M_{np}$  est la magnitude absolue universelle adoptée pour la nébuleuse planétaire (notée NP ci-après) la plus puissante, lorsque l'on mesure la magnitude apparente de la plus brillante NP dans une galaxie, on en déduit sa distance  $d$  par la relation :  $m_{np} - M_{np} = 5 \log d - 5$  ; s'il y a un effet de luminosité, pour une galaxie très lumineuse on prévoit que  $-M_{np}$  doit être remplacé par une valeur  $-(M_{np})'$  plus grande (la NP est en réalité plus lumineuse que ce que l'on pense) et la distance correcte de la galaxie est en réalité  $d' > d$  : les distances des galaxies les plus lumineuses sont sous-estimées et d'autant plus que les galaxies sont lumineuses quand on adopte une valeur de  $M_{np}$  indépendante de la luminosité de la galaxie. C'est bien en accord avec le sens de variation observé sur la figure IV-1.

**Question IV-5 :** Il s'agit ici de galaxies appartenant à la même concentration physique, l'amas de la Vierge et elles sont donc situées à une même distance  $d$  ; les éclats apparents (qui caractérisent les galaxies plus ou moins brillantes) sont alors proportionnels aux luminosités ( $L = 4\pi E d^2$ ).

**Question IV-6 :** Le module de distance  $\mu = m - M$  doit être comparé au module  $\mu_0$  corrigé d'absorption obtenu à partir de la magnitude apparente corrigée  $m_0$  avec  $\mu_0 = m_0 - M$  ; on a  $m_0 = m - A$  où  $A$  est la valeur (positive) de la correction d'absorption d'où  $\mu > \mu_0$  : les distances sont trop grandes si l'on néglige l'absorption interstellaire. Comme  $A(V) > A(I)$ , la différence  $\mu - \mu_0$  est plus grande en  $V$  qu'en  $I$ .

**Question IV-7 :** La valeur  $M$  de la magnitude absolue moyenne d'une céphéide (d'une période donnée) s'obtient à partir de la relation suivante où  $\mu_{\text{GNM}}$  est le module de distance adopté pour la calibration et  $m_{\text{GNM}}$  la magnitude apparente moyenne de la céphéide considérée :

$-M = \mu_{\text{GNM}} - m_{\text{GNM}}$  ; la distance de  $M100$  est déduite de l'observation d'une céphéide de même période pour laquelle on mesure une magnitude apparente moyenne  $m_{M100}$  par la relation :  $\mu_{M100} = \mu_{\text{GNM}} + (m_{M100} - m_{\text{GNM}})$ . Si l'on augmente  $\mu_{\text{GNM}}$  de 0,2 magnitude, on aura également une augmentation de 0,2 magnitude pour  $\mu_{M100}$  ; la distance  $d$  devient  $d'$  telle que :  $5 \log(d'/d) = 0,2$  d'où :  $d'/d = 1,1$  : la distance est augmentée de 10% avec la nouvelle calibration.

**Question IV-8 :** On désigne par  $d$  et  $d'$  les distances respectives de  $M100$  et  $NGC4571$ . D'après le tableau IV-1 :  $d/d' = 17,1/14,9 = 1,15$  ; les valeurs correspondantes (respectivement  $H$  et  $H'$ ) de  $H_0$  sont telles que  $H'/H = d/d' = 1,15$  qui est à comparer au rapport publié :  $87/82 = 1,06$ . En adoptant  $V_{\text{cos}} = 1100 \text{ km s}^{-1}$ , on trouve respectivement  $H = 1100/17,1 = 64$  et  $H' = 1100/14,9 = 74$  ; en adoptant  $V_{\text{cos}} = 1400 \text{ km s}^{-1}$ , on trouve respectivement :  $H = 1400/17,1 = 82$  et  $H' = 1400/14,9 = 94$ . Les deux déterminations de  $H_0$  diffèrent toujours de 15%.

**Question IV-9 :** Les galaxies observables sont celles pour lesquelles  $m \leq m_{\text{lim}}$  et compte tenu de la relation :  $m - M = 5 \log d - 5$ , ce sont celles dont la magnitude absolue  $M$  est telle que :

$-M \geq 5 \log d - 5 - m_{\text{lim}}$ , soit encore :  $-M \geq -M_{\text{lim}}$  avec :  $-M_{\text{lim}} = 5 \log d - 5 - m_{\text{lim}}$ . Cette dernière relation correspond avec les axes  $(x, y)$  indiqués sur la figure IV-4, à l'équation :  $y = 5 \log x + b$  où  $b$  est un constante égale à :  $-(5 + m_{\text{lim}})$ . L'allure indiquée sur la figure IV-4 est bien en accord avec cette équation. On peut noter également que si l'échantillon est plus profond ( $m_{\text{lim}}$  plus grand), la courbe est à translater vers le bas : toutes choses étant égales par ailleurs, la coupure vers les faibles luminosités est moins importante.

**Question IV-10 :**  $K_v = \log H_0 - 0,2 M_v - 5 = 0,658$  ; en adoptant  $M_v = -19,49$ , on en déduit :  $\log H_0 = K_v + 0,2 M_v + 5 = 1,76$ , d'où :  $H_0 = 57,54 = 58$ .

$\Delta(\log H_0) = (1/2,3)(\Delta H_0/H_0) = \Delta K_v + 0,2 \Delta M_v$  ;  $\Delta H_0/H_0 = 2,3(0,011 + 0,2 \times 0,05) = 0,048$ , d'où :  $\Delta H_0 = 57,5 \times 0,048 = 2,77 = 3$ .

**Question IV-11 :**  $\mu = 5 \log d + 25$  (avec  $d$  en Mpc) et  $d = V/H_0$  (loi de Hubble), d'où :  $\mu = 5 \log V - 5 \log H_0 + 25$ . L'équation de la droite tracée sur la figure IV-6 est :  $y = 5x + b$  avec une ordonnée à l'origine  $b = 25 - 5 \log H_0$  et une pente égale à 5. On vérifie sur la figure IV-6 que la

droite a bien une pente de 5 (en mesurant le rapport  $\Delta y/\Delta x$ ). En adoptant  $H_0 = 57$ , on déduit  $b = 16,22$ , ce qui fournit l'équation :  $y = 5x + 16,22$  ; pour  $x = 3$ , par exemple, on déduit  $y = 31,22$  ce qui est bien en accord avec l'ordonnée correspondante lue sur la droite tracée.

**Question IV-12 :**  $1 \text{ Mpc} = 3,086 \times 10^{19} \text{ km}$ , d'où  $H_0$  (en  $\text{s}^{-1}$ ) =  $(100h \times 10^{-19})/3,086$  et le temps de Hubble  $t_H$  (en ans) =  $1/H_0 = (3,086 \times 10^{19}) / (100h \times 3,156 \times 10^7) = (9,778/h) \times 10^9$  ans, soit en milliards d'années :  $t_H = 9,778 / h$ . Pour  $H_0 = 57$ ,  $h = 57/100$  d'où :  $t_H = 17,1 \times 10^9$  ans .  
 $\Delta H_0/H_0 = \Delta t_H/t_H = 5/57$ , d'où  $\Delta t_H = 5 t_H / 57 = 1,5 \times 10^9$  ans.

### Références

Les figures suivantes sont reproduites à partir des publications ci-après :

- Figure II-2 : Mathewson et al. ApJ Suppl. Ser. 107, 97 (1996), Figure 2.
- Figure II-5 : Loveday et al. ApJ Suppl. Ser. 107, 201 (1996), Figure 1.

## ANNEXE I

### EXTRAITS D'ARTICLES DE PRESSE

#### 1 - L'UNIVERS RAJEUNIT

L'Express du Jeudi 6 octobre 1994 n° 2257, page 82

Notre monde serait-il moins vieux de cinq milliards d'années ? Oui, pensent l'astronome Michael Pierce et son équipe. Pas sûr, répliquent d'autres scientifiques. Le débat continue.

Et cinq milliards d'années de moins ! D'un seul coup, l'Univers a rajeuni. On le croyait né du big-bang, il y a quinze milliards d'années environ, à un instant précis perdu dans les brumes du passé. Or, des chercheurs américains et canadiens, menés par Michael J. Pierce, du Kitt Peak National Laboratory (à Tucson, en Arizona), viennent d'affirmer, mesures à l'appui, dans la très sérieuse revue «Nature», que le cosmos n'est vieux que de 10 milliards d'années. Une querelle absurde à l'échelle humaine ? Non, un résultat qui, s'il se confirme, ébranlera toute notre vision du monde. Pour l'équipe d'astronomes, l'aventure a commencé en plein cœur du Pacifique, au sommet du Mauna Kea, à Hawaï. C'est là qu'ils pointèrent le grand miroir - 3,60 mètres - du télescope CFH (Canada France Hawaï) vers les confins du cosmos, du côté de l'amas de la Vierge - cet ensemble de galaxies - à des millions d'années-lumière de notre système solaire. Puis ils fouillèrent le ciel à la recherche de céphéides, étoiles à l'éclat variable. Ils trouvèrent trois de ces capricieuses dans la galaxie NGC 4571. Et, durant des jours, ils les ont espionnées, grâce à une caméra ultra-sensible. Ils passèrent ensuite leurs mesures à la moulinette de l'ordinateur, qui leur restitua ce résultat surprenant. Dérangeant, même. De quoi relancer la controverse autour d'une question qui excite l'imagination et divise les quêteurs du ciel : celle de l'âge du monde, calculé pour la première fois, il y a moins de soixante-dix ans, par un astronome américain de génie, Edwin Hubble. C'est lui qui constate que la Voie lactée, notre galaxie, n'est pas unique, mais qu'elle possède des millions de soeurs disséminées dans l'éther. Lui aussi qui s'aperçoit que ces ensembles d'étoiles, de poussières et de gaz s'éloignent de notre Terre à des vitesses prodigieuses, d'autant plus vite, d'ailleurs, que les galaxies sont lointaines. Conclusion logique : l'Univers n'est pas immobile. Il se gonfle comme un ballon de caoutchouc : il est en expansion. Remarque corollaire : s'il se dilate très vite, il a mis peu de temps pour atteindre sa taille actuelle ; il est donc tout jeune. Si, au contraire, il s'enfle à une allure de sénateur, il lui a fallu une éternité, ou presque, pour parvenir à ce qu'il est aujourd'hui, immense et intrigant. Bref, dans une formule magistrale, pilier de la cosmologie actuelle, base de toute notre compréhension de l'Univers, l'étonnant astronome démontre que la clef de l'âge du monde dépend de la valeur d'une constante -  $H_0$  - que, bien sûr, on baptisa «constante de Hubble». Plus elle est grande, plus l'Univers est jeune. Fébrilement, l'Américain se replonge dans ses calculs. Et, en 1930, il annonce, fier de lui, une première estimation : l'Univers date de 1,8 milliard d'années. Personne ne le conteste. A l'époque, c'est à peu près l'âge que l'on attribue aux plus vieilles roches de la Terre. Erreur. Dix ans plus tard, on sait que la Planète bleue est vieille d'au moins 4,5

milliards d'années. Les astronomes retournent à leurs études. Au fil des ans, l'estimation de la constante  $H_0$  ne cesse de diminuer, et l'âge du cosmos, de grimper. Dans les années 60, un fidèle élève du maître, Allan Sandage, et un Suisse, Gustav Tammann, ébranlent la communauté scientifique :  $H_0$  serait dix fois plus petite que ne le pensait Hubble, donc l'Univers dix fois plus vieux : environ 20 milliards d'années. Faux, archifaux, rétorque, en 1976, Gérard de Vaucouleurs, un professeur d'astronomie de l'université du Texas, dont les observations et les calculs tendent à démontrer qu'il faut diviser ce chiffre par deux. Le big-bang aurait eu lieu voilà dix milliards d'années. C'est exactement ce qu'affirme l'équipe de Michael Pierce. Dans cette querelle qui n'en finit pas, les tenants d'un Univers jeune semblent devoir l'emporter. S'ils avaient raison, toute la cosmologie serait à revoir. La théorie du big-bang, la plus solide aujourd'hui, celle à laquelle adhèrent 85% des astronomes et qui nous permet de bâtir l'histoire de notre monde, serait à jeter à la poubelle. Pourquoi ? Parce qu'elle rend impossible l'existence d'astres plus anciens que l'Univers lui-même. Or, les scientifiques en sont persuadés, certaines étoiles doivent frôler les 15 ou 16 milliards d'années. Comment l'expliquer si le cosmos en a 5 de moins ?

#### LA CONSTANTE INSAISSISSABLE

Alors, où se situe la vérité? Peut-être juste entre les deux, comme le pensent, observations et mesures à l'appui, bon nombre de chercheurs, dont Lucienne Gouguenheim, astronome, professeur à l'université Paris XI, et son équipe, qui, à longueur de journées, traquent la constante insaisissable. Pourtant, personne n'ose affirmer que Sandage, Vaucouleurs ou Pierce ont tort. Pourquoi ? Parce que ce n'est pas une mince affaire que de calculer la belle constante de Hubble. Des erreurs peuvent se glisser partout. Dans la mesure de la distance des galaxies lointaines, qui s'effectue en comparant les éclats de céphéides - ici et là-bas. Dans la détermination de leur vitesse d'éloignement, très complexe à évaluer parce que tout est en mouvement dans le grand cosmos. Un véritable casse-tête que l'âge de l'Univers. Une énigme universelle qui remet en question les origines mêmes du monde. Michael Pierce et ses acolytes ont-ils tranché le débat ? Non, ils l'ont relancé spectaculairement. Pourquoi ? Parce que leurs résultats ne sont fondés que sur trois céphéides situées dans une seule galaxie. C'est peu. "Je ne suis pas persuadée, commente Lucienne Gouguenheim, que la galaxie NGC 4571 soit effectivement située au coeur de l'amas de la Vierge. Peut-être est-elle plus proche de nous, comme peut le laisser supposer sa vitesse d'éloignement, modérément élevée." Mais la sceptique tire tout de même son chapeau à la performance : "Une vraie prouesse, poursuit-elle, que d'observer des étoiles si lointaines à partir de la Terre." Sans doute, mais le mystère demeure. Saurons-nous un jour quand est né exactement le cosmos qui abrite notre planète ? Les données glanées par le satellite Hipparcos pourraient nous y aider. Quant au télescope spatial, baptisé, comme par hasard, Hubble, et qui tourne dans la banlieue de la Terre, à 600 kilomètres d'altitude, il vient lui aussi d'aller braquer ses instruments vers l'amas de la Vierge. Il y a repéré des céphéides au coeur de la galaxie Messier 100. Il les a auscultées, mesurées. Au sol, les astronomes sont en train de dépouiller sa récolte, qui détient peut-être la clef d'une des énigmes les plus troublantes de la cosmologie.

## II - L'UNIVERS PLUS JEUNE QU'IL N'Y PARAÎT ?

L'Express du Jeudi 17 août 1995, n°2302, page 42

On avait tout faux : notre cosmos serait vieux de 8 à 12 milliards d'années et non pas de 15 à 18 milliards comme le prévoyait le modèle du big-bang. Faut-il en récrire l'histoire ?

Peut-on être plus âgé que son père ? Bien sûr que non, affirme le plus élémentaire bon sens. Peut-être bien, répondent ceux qui scrutent le cosmos. Ainsi, contre toute attente, l'Univers serait plus jeune que certaines étoiles qui peuplent les galaxies, filles naturelles de la théorie du big-bang. Eh oui ! les plus anciennes d'entre elles - les astronomes en sont persuadés - flirtent avec les 15 ou 16 milliards d'années alors que le cosmos, lui, n'en aurait guère plus de 8 à 12. Enigme majeure qui défie l'entendement. Comme le dit avec sérieux Jean Heidmann, astronome à l'observatoire de Paris, «quand on fait de la science, il faut souvent laisser le bon sens de côté». Et c'est ce qu'ont dû faire Wendy Freedman, de l'observatoire Carnegie, et son équipe, travaillant au Space Telescope Science Institute de Baltimore, lorsque, durant l'été de 1994, ils ont découvert, sur l'écran de leur ordinateur, les premières réponses du télescope spatial parti à la recherche de l'âge de l'Univers. Des réponses qui ont ébranlé toutes les convictions des scientifiques, convaincus que notre monde était né voilà 15 à 18 milliards d'années, lors d'une imposante déflagration : le big-bang. Origine de toute matière, il donna naissance aux particules - neutrons, protons, électrons, etc. - qui prirent corps dans les premiers instants du monde et qui, à leur tour, engendrèrent étoiles, planètes et galaxies. Une belle épopée qui, aujourd'hui, est remise en question par l'intrépide télescope spatial. Il y a moins de soixante-dix ans qu'un astronome américain de génie - Edwin Powell Hubble : il donnera son nom au télescope spatial des années 90 - réussit à calculer la durée de l'existence de notre monde. L'oeil vissé au télescope du mont Wilson, en Californie, le jeune astronome découvre, d'abord, que notre galaxie, la Voie lactée, loin d'être unique, possède des millions de soeurs disséminées dans le cosmos ; ensuite, qu'elles s'éloignent de notre petite planète bleue à des vitesses faramineuses, d'autant plus rapidement d'ailleurs qu'elles sont lointaines. Edwin en déduit logiquement que notre Univers se gonfle comme une baudruche. Mais à quelle vitesse ? S'il le fait très vite, il a mis peu de temps pour atteindre sa taille actuelle. Il est donc tout jeune. Si, au contraire, il se dilate piano, s'il enfile adagio, il lui a fallu des lustres pour parvenir à son état actuel. Et le monde n'est sans doute pas très vert. Question cruciale : à quel rythme grossit le cosmos ? C'est de ce chiffre - le taux d'expansion, que l'on a bien évidemment baptisé «constante de Hubble»,  $H_0$  - que dépend l'ancienneté du monde. En Californie, Edwin planche sur la question. En 1930, tout fier, il annonce que l'Univers est né voilà moins de 2 milliards d'années. Faux, rétorquent, une décennie plus tard, les scientifiques, car la Terre frôle 4,5 milliards d'années. Depuis, l'âge de l'Univers joue au Yo-Yo autour des 15-20 milliards d'années.

Aujourd'hui, et grâce aux données du télescope qui tourne à 600 km au-dessus de nos têtes, les mesures de la valeur de  $H_0$  se sont formidablement affinées. Pour trouver l'insaisissable  $H_0$ , il suffit en théorie de calculer la distance de certaines galaxies et son accroissement au cours du temps. En pratique, la chose n'est pas simple. Alors, on emploie des moyens détournés. On a recours à des

trucs, comme le repérage d'étoiles curieuses, supergéantes, les céphéides, des astres qui pulsent d'autant plus vite qu'ils sont plus brillants. Or on sait parfaitement calculer l'éloignement de ces objets célestes en comparant leur luminosité réelle, que révèle la fréquence de leurs pulsations, et leur luminosité apparente, celle que l'on observe de la Terre. Bref, des merveilles, que ces céphéides, ces mètres étalons de l'infiniment grand que les astronomes ont baptisés «chandelles cosmologiques» ! Il suffit de les repérer dans une galaxie du bout du cosmos, pour déduire la distance de celle-ci. A peine Hubble soigné de sa myopie, Wendy Freedman, responsable de l'un des programmes de recherches clefs du télescope spatial, part à la chasse de ces drôles d'étoiles et braque ses instruments vers la galaxie Messier 100 - une belle spirale - lovée dans l'Amas de la Vierge, afin d'y débusquer quelques chandelles. En deux mois, la moisson est spectaculaire : sur les 40 000 scrutés, une vingtaine de ces astres surprenants sont repérés au fin fond des abysses célestes par la caméra planétaire à grand champ, un instrument dix fois plus précis que n'importe lequel de ses homologues au sol. De quoi alimenter les calculs de l'équipe Freedman. Le 27 octobre 1994, la découverte est rendue publique : l'Amas de la Vierge se situe à quelque 56 millions d'années-lumière - environ 632 milliards de kilomètres - de la Terre, la constante de Hubble frôle les 80 et l'Univers devrait être âgé de 8 à 12 milliards d'années au plus. Un mois plus tôt, des chercheurs du Kitt Peak National Laboratory - Tucson (Arizona) - étaient arrivés à une conclusion proche en pointant le grand miroir du télescope du Mauna Kea, à Hawaii, vers la galaxie NGC 4571, toujours dans l'Amas de la Vierge. Ils y avaient repéré 3 céphéides. «Une vraie prouesse», commente Lucienne Gouguenheim, astronome à l'observatoire de Paris. Ils concluent également à la jeunesse de l'Univers : 10 milliards d'années tout au plus. Mais leurs résultats, glanés à partir de la Terre, sont moins fiables que ceux qui ont été recueillis par l'imposant miroir et les tonnes d'instruments qui tournent autour de notre planète. Grise mine chez certains collègues de Wendy. Allan Sandage, par exemple, lui aussi de l'observatoire Carnegie, a du mal à admettre la moisson de Hubble. Cela fait près de quarante ans qu'il traque la constante énigmatique et la date de naissance du monde. Toutes ses observations, tous ses calculs conduisent à un cosmos vieux de 15 à 20 milliards d'années. Des chiffres qui collent si bien avec l'âge des étoiles et les théories cosmologiques ! Mais des chiffres qui ont de moins en moins d'adeptes. Si Freedman a définitivement raison, si d'autres céphéides viennent appuyer ses calculs - et son équipe y travaille ferme, qui déjà scrute d'autres galaxies dans d'autres amas - c'est toute notre vision du cosmos qui est à revoir. Des modèles sont à bâtir, une nouvelle histoire du cosmos est à écrire. C'est aussi cela, le rôle de Hubble : chambouler les théories, ébranler les vieilles certitudes, bousculer le passé. Et, parfois, apporter des bribes de réponses.

Françoise HARROIS-MONIN

### III - L'AGE DE L'UNIVERS DONNE LE VERTIGE AUX ASTROPHYSICIENS. QUERELLE AUTOUR DE LA MATIERE NOIRE.

Page Nature Le Monde du 15-09-95.

DEUX DÉCOUVERTES intervenues l'an dernier mettent à mal la théorie élaborée par les astronomes pour décrire la formation et l'évolution de l'Univers. La crise est sérieuse. Jamais sans doute, depuis Galilée et Copernic, la perception que nous avons de notre place dans l'Univers n'a été remise en cause de manière aussi radicale.

Au centre de la question, la vitesse à laquelle l'Univers s'étend. Cette donnée est difficile à mesurer mais, à la fin de l'année dernière, dans Nature, deux groupes indépendants de chercheurs ont présenté des travaux laissant supposer que l'expansion de l'Univers était très rapide. Ils en déduisaient que le Big Bang, l'explosion originelle qui lui a donné naissance, avait eu lieu "assez récemment", il y a environ huit milliards d'années. Ces travaux viennent d'être confirmés et élargis par une troisième étude, publiée le 7 septembre dans Nature. Le problème, c'est que l'âge des plus vieilles étoiles est estimé à deux fois cette valeur : seize milliards d'années environ. Il doit donc y avoir une erreur, mais où ? Les estimations récentes de la vitesse d'expansion de l'Univers semblent correctes, celles de l'âge des étoiles aussi. Si la justesse de ces deux données se confirme, il ne reste plus qu'une solution : réexaminer les hypothèses qui sous-tendent le "modèle standard" sur lequel est fondée toute la cosmologie moderne...

#### LES ÉPICYCLES DE PTOLÉMÉE

Selon ce scénario, l'Univers, en expansion, a un âge défini. Il contient juste ce qu'il faut de matière (et donc de force gravitationnelle) pour éviter qu'il ne s'étende indéfiniment, mais pas tout à fait assez pour entraîner son effondrement dans une sorte de Big Bang à rebours baptisé "Big Crunch". Le modèle standard permet d'expliquer pratiquement tout ce que nous voyons dans l'espace, mais il a toujours buté sur le problème de la "matière noire". En effet, les étoiles et les galaxies que nous observons ne représentent qu'une petite partie de la masse nécessaire pour que l'Univers soit en expansion constante.

En dépit des recherches, la nature de cette masse manquante, la matière noire, reste mystérieuse. Mais, si l'on se réfère aux travaux cités plus haut, l'existence de la matière noire n'est peut-être plus nécessaire. Un Univers de masse relativement faible s'étend à une vitesse plus grande qu'un Univers plus lourd, car la force gravitationnelle qui ralentit son expansion est moins intense. Si c'est le cas du nôtre, il pourrait être beaucoup plus grand que nous ne le pensons, et aussi beaucoup plus vieux.

L'expansion rapide observée actuellement serait alors le signe d'un Univers relativement "léger" plutôt que "jeune". Il serait alors assez âgé pour s'accommoder de celui des plus vieilles étoiles. Dans cette optique, la notion de matière noire apparaît alors comme un accessoire plutôt gênant. Un peu comme ces "épicycles", imaginés pour étayer le vieil Univers géocentrique de Ptolémée, et que la théorie héliocentrique de Copernic a balayés.

Une autre notion pourrait, en revanche, être exhumée par les théoriciens en manque d'explica-

tion : la "constante cosmologique". Albert Einstein avait introduit ce paramètre dans ses équations afin de rendre plus conforme aux idées de l'époque sa théorie de la relativité générale, qui conduisait à un Univers intrinsèquement instable. Il abandonna plus tard ce concept, estimant qu'il s'agissait de sa "plus grande erreur". Cet artifice mathématique présente cependant l'avantage d'introduire dans les modèles une force antigravitationnelle. Cette propriété pourrait être aujourd'hui bien utile. En annulant une partie de la gravité, elle conduirait, en effet, un Univers riche en matière noire à se comporter comme s'il était beaucoup plus léger...

Henry GEE

#### IV - L'AGE DE L'UNIVERS DONNE LE VERTIGE AUX ASTROPHYSICIENS

Page Nature Le Monde du 15-09-95

Le Cosmos serait deux fois plus jeune que certaines des étoiles qui le composent. Les nouvelles estimations établies, grâce notamment au télescope spatial Hubble, obligent à réviser les théories sur son développement

AUX DERNIERES NOUVELLES, l'Univers serait né il y a environ 8 milliards d'années, alors que l'âge apparent de ses étoiles les plus vieilles semble être de 16 milliards d'années. Issues d'études réalisées avec les instruments d'observation les plus modernes et performants, comme le télescope spatial Hubble, ces nouvelles estimations plongent la communauté scientifique dans la perplexité la plus totale.

Cela fait évidemment longtemps que les astrophysiciens se penchent sur la question. Hélas !, ils ne peuvent travailler que sur des hypothèses de travail bâties à partir de paramètres présentant de très grandes marges d'incertitude. C'est que les astronomes ne disposent pas d'un « mètre étalon » qui leur permettrait de mesurer simplement et précisément les distances dans l'Univers. Faute d'une échelle absolue, les chercheurs ne peuvent se fier qu'à des mesures relatives. La plus connue est fondée sur le « décalage vers le rouge » du spectre lumineux émis par les galaxies lointaines, une distorsion qui est proportionnelle à la vitesse avec laquelle ces dernières s'éloignent de nous. Dans la mesure où l'impulsion initiale provient du Big Bang, on peut considérer que cette vitesse dite « de récession » d'une galaxie donnée est proportionnelle à la distance qui nous sépare d'elle.

#### « BALISES COSMIQUES »

Le problème, c'est que ce phénomène ne fournit que des mesures relatives. En comparant le décalage vers le rouge de deux galaxies, les astronomes peuvent, par exemple, affirmer que la première est deux fois plus éloignée que la seconde mais sans pouvoir en déduire pour autant la distance qui les sépare de nous. Il leur faut pour cela une échelle absolue, une sorte de repère spatial à partir duquel il serait possible de calibrer le décalage vers le rouge et de le traduire ainsi en mètres ou en années-lumière (9 500 milliards de kilomètres), une unité plus prisée des astronomes.

Les chercheurs se sont donc mis à la recherche de « chandelles standards », des phénomènes dont la luminosité est prévisible et dont la distance par rapport à nous peut donc être déduite de leur éclat, un peu comme on évalue l'éloignement d'un réverbère en comparant son intensité lumineuse à celle des autres.

Les Céphéides, des « étoiles variables », constituent, à cet égard, de remarquables « balises cosmiques ». En effet, il existe une relation entre la période d'oscillation de leur éclat et leur luminosité intrinsèque.

Par comparaison avec leur puissance lumineuse apparente, il est alors possible de déterminer leur distance. Il suffit ensuite d'utiliser ces données pour calibrer leur décalage vers le rouge et obtenir ainsi une idée assez précise de la vitesse à laquelle se déplacent les galaxies de notre petit coin d'univers. Ce superbe montage théorique est cependant contrarié par un "détail" gênant. Si, globalement, l'Univers est en expansion, le déplacement des galaxies n'en est pas homogène pour autant. A petite échelle, les mouvements locaux sont prédominants. C'est ainsi, par exemple, qu'Andromède, la galaxie la plus proche de nous (2 millions d'années-lumière), se dirige vers la Terre au lieu de s'en éloigner. Il faut donc choisir comme étalons de mesure des Céphéides, situées dans des galaxies suffisamment lointaines pour que ces effets soient négligeables. Mais, plus un objet est lointain, plus il est difficile à observer...

Moyennant ces précautions, on peut estimer pour une Céphéide et la galaxie à laquelle elle appartient la distance correspondant à une vitesse de récession particulière. Il est ainsi possible d'en déduire le taux d'expansion de l'Univers et donc son âge.

Ces derniers résultats sont calculés à partir d'un facteur baptisé par les astrophysiciens constante de Hubble, un paramètre qui varie beaucoup selon les méthodes d'observation utilisées. Au fil du temps, la constante de Hubble a varié de 30 à 100. Pour coller au modèle standard mis au point par les théoriciens, elle devrait avoir une valeur légèrement inférieure à 50. Le problème, c'est que les travaux les plus récents aboutissent à des chiffres compris entre 69 et 87 !

Les premiers à obtenir ces singuliers résultats ont été les chercheurs de l'équipe de Michael J. Pierce (université d'Indiana). En utilisant le télescope franco-canadien installé à Mauna Kea, à Hawaï, ils ont pu selon la méthode décrite plus haut évaluer à 48,6 millions d'années-lumière la distance à laquelle se trouvent des Céphéides de NGC 4571, une galaxie du lointain amas de la Vierge. En comparant ce chiffre avec celui, mesuré, du décalage vers le rouge des galaxies de l'amas de la Vierge, ils sont arrivés à une constante de Hubble de 87, ce qui signifie que le Big Bang se serait produit il y a 8 milliards d'années.

#### LA CONFIRMATION LÉO-I

Ces travaux furent publiés le 29 septembre 1994 dans Nature. Un mois plus tard, Wendy Freedman, des Carnegie Observatories de Pasadena (Californie), affirmait dans la même revue que les Céphéides de M 100, une autre galaxie de l'amas de la Vierge, étaient situées à 55,8 millions d'années-lumière. Fournies par le télescope spatial Hubble, ces mesures étaient bien plus précises que celles de Michael J. Pierce. Elles allaient également dans le même sens : l'Univers est trop jeune pour ses propres étoiles.

La communauté astrophysicienne a accueilli ces résultats avec des sentiments mitigés. Certains se sont demandé si ces résultats étaient vraiment fiables, soulignant que la méthodologie utilisée comportait quelques points faibles. Ces doutes semblent avoir été levés par les récentes observations que l'équipe de Nial Tanvir, de l'Institut d'astronomie de Cambridge (Grande-Bretagne), relate dans Nature du 7 septembre 1995.

Utilisant une nouvelle fois le télescope spatial Hubble, ils l'ont orienté vers Leo-1, un autre amas de galaxies. Leurs résultats ont abouti à une constante de Hubble de 69, ce qui donne une valeur du taux d'expansion de l'Univers plus faible que celle obtenue à partir des observations dans l'amas de la Vierge, mais encore trop grande pour s'accommoder des contraintes du modèle standard.

Henry GEE

## V - LA CONSTANTE DE HUBBLE NE VARIE PLUS. FIN DE LA POLEMIQUE SUR LA VITESSE D'EXPANSION DE L'UNIVERS

LIBERATION 15/10/1996

Rubrique EUREKA

Depuis près d'un demi-siècle, les ténors de l'astrophysique s'empoignaient. Jusqu'à ce qu'un petit gars, Jean-Philippe Beaulieu, passe à la moulinette informatique une énorme masse d'observations sur de jolies étoiles clignotantes. Et s'aperçoive que les pontes avaient tout faux.

Sujet de la polémique : à quelle vitesse la bulle Univers gonfle-t-elle ? Question cruciale de la cosmologie depuis qu'Edwin Hubble découvrit, dans les années 30, que plus les galaxies sont loin de nous, et plus elles s'éloignent vite. Une expansion universelle. Jusqu'alors éternel, l'Univers accédait à l'Histoire. Avec un début, le fameux big bang. Un destin, encore inconnu. Et un âge, que l'on pourrait déterminer à condition de connaître la vitesse de cette expansion, l'énigmatique constante de Hubble : il suffirait ainsi de croiser la distance de quelques galaxies utilisées comme bornes kilométriques et leur vitesse de fuite. Cette vitesse se lit sur le décalage vers le rouge de leur lumière. Mais les galaxies ne se baladent pas avec une étiquette je suis à tant d'années-lumière. Au début, on pataugea. Edwin Hubble, explique Jean-Philippe Beaulieu, avait trouvé une constante de 526 kilomètres par seconde par trois millions d'années-lumière. Donc un Univers jeune : 1,8 milliard d'années. Alors que la Terre affiche 4,5 milliards d'années.

Après cette tentative, quelques-uns des ténors de l'astronomie ont juré de trouver la valeur de cette satanée constante. Allan Sandage, un élève de Hubble, et Gustav Tammann (1) proclament : La constante ne dépasse pas 50. Gérard de Vaucouleurs, un Français émigré aux Etats-Unis récemment disparu, et Wendy Freedman rétorquent : Pas du tout, elle fait bien ses 80. En plus de trente ans de travaux, les derniers menés avec le télescope spatial Hubble, impossible de les réconcilier. Surtout que les uns et les autres travaillaient très proprement, insiste Jean-Philippe Beaulieu.

Il y avait donc un hic dans le calcul. Pour arpenter l'Univers, les géomètres cosmiques tentent d'y repérer des bornes kilométriques. Des astres dont ils connaissent la lumière émise, de manière à déduire leur éloignement de sa différence avec la lumière que nous recevons. Il s'agit en particulier, pour 50 millions d'années-lumière autour de nous, des céphéïde, étoiles dont la luminosité varie selon un cycle de deux à cent jours. Plus loin on utilise d'autres astres comme les supernovae, des explosions stellaires. Mais la toute première borne, cruciale, était identique : les céphéïde des Nuages de Magellan, le Grand et le Petit, les deux galaxies les plus proches de la notre (2). Les arpenteurs ne faisaient aucune distinction entre les deux galaxies. Un détail où nichait le diable. Le Grand Nuage est plus riche en métaux, provenant des supernovae, que le Petit, explique Jean-Philippe Beaulieu. Leurs céphéïde respectives itou. Or, Sandage travaillait avec des galaxies pauvres en métaux, Vaucouleurs et Freedman avec des galaxies riches en métaux. Sans s'en soucier outre mesure. Funeste erreur qui exigeait un travail de bénédictin pour surgir au grand jour.

Pour d'autres objectifs - la recherche de sortes de gros Jupiter - une équipe (3) scrute depuis trois ans la luminosité de millions d'étoiles des Nuages, à l'affût de leurs sautes d'humeur. Ce faisant, ils ont mis le télescope sur 400 céphéïde dans le Petit Nuage et une centaine dans le Grand. Et

mesuré leur luminosité trois millions de fois. L'ordinateur a rendu son verdict : à métallicité différente, luminosité distincte (4). Après, comme par enchantement, tout s'arrange. Corrigés, Freedman baisse tandis que Sandage grimpe. Pour se retrouver autour de 70. Ce qui donne raison à une troisième équipe qui tombait sur 70 parce qu'elle travaillait avec des galaxies de même métallicité que le Grand Nuage de Magellan.

Devant les calculs (5) de Jean-Philippe Beaulieu et Dimitar Sasselov, les champions ont du rendre les armes. Non sans grogner. On touche là à un domaine quasi religieux, s'étonne encore le jeune chercheur. Peut-on en déduire l'âge de l'Univers ? Pas si vite, là les modèles cosmologiques entrent en jeu. Treize, quinze, dix-huit milliards d'années on ne peut pas encore trancher.

(1) On doit à Gustave Tammann cet aphorisme : La mesure de la constante de Hubble est une mesure de la naïveté du chercheur qui la mesure.

(2) A 160 000 années-lumière, à 10% près, incertitude bientôt levée.

(3) L'équipe Eros dirigée par Michel Spiro du CEA Saclay et Alfred Vidal-Madjar de l'Institut d'astrophysique de Paris.

(4) C'est plus précisément la relation entre la période de variation et la luminosité qui change avec la métallicité.

(5) D. Sasselov, J. -P. Beaulieu et al. à paraître (Astronomy and Astrophysics).

Sylvestre HUET

## ANNEXE II: PARAMETRES ASTRONOMIQUES, CONSTANTES ET UNITES

## 1 : PARAMETRES ASTRONOMIQUES

Unité astronomique :	$1 \text{ ua} = 1,496 \cdot 10^{11} \text{ m}$
Parsec	$1 \text{ pc} = 206 \, 265 \text{ ua}$ $= 3,262 \text{ al}$ $= 3,086 \cdot 10^{16} \text{ m}$
Année de lumière :	$1 \text{ al} = 6,324 \cdot 10^4 \text{ ua}$ $= 9,460 \cdot 10^{15} \text{ m}$
Année sidérale :	$= 365,256 \text{ jours solaires moyens}$ $= 3,156 \cdot 10^7 \text{ s}$
Masse de la Terre :	$= 5,977 \cdot 10^{24} \text{ kg}$
Rayon équatorial de la Terre :	$= 6,378 \cdot 10^6 \text{ m}$
Vitesse orbitale de la Terre :	$= 3,0 \cdot 10^4 \text{ m s}^{-1}$
Masse du Soleil :	$M_{\odot} = 1,989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Rayon du Soleil :	$R_{\odot} = 6,960 \cdot 10^8 \text{ m}$
Luminosité du Soleil :	$L_{\odot} = 3,826 \cdot 10^{26} \text{ W}$
Masse de la Lune :	$M_{\text{J}} = 7,3 \cdot 10^{22} \text{ kg}$
Rayon de la Lune :	$R_{\text{J}} = 1,738 \cdot 10^6 \text{ m}$
Masse de la Galaxie :	$3,4 \cdot 10^{11} M_{\odot}$

## 2 : CONSTANTES PHYSIQUES

Vitesse de la lumière :	$c = 2,997 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Constante de la gravitation :	$G = 6,670 \cdot 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$
Constante de Planck :	$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
Constante de Boltzmann :	$k = 1,380 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Constante de Rydberg :	$R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$
Constante de Stefan-Boltzmann :	$\sigma = 5,669 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
Loi de Wien :	$\lambda_m T = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m K}$
Masse de l'atome d'hydrogène :	$m_H = 1,673 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Masse de l'électron :	$m_e = 9,110 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Charge de l'électron :	$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Electron-volt :	$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
Nombre d'Avogadro :	$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Rayon de Bohr :	$a_0 = 5,291 \cdot 10^{-11} \text{ m}$
Constante des gaz parfaits :	$R = 8,314 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}$

### 3 : UNITES ET CONVERSIONS D'UNITES

Les unités fondamentales du Système international (SI) sont :

Longueur :	mètre (m)
Temps :	seconde (s)
Masse :	kilogramme (kg)
Température :	kelvin (K)
Intensité lumineuse :	candela (cd)
Courant :	ampère (A)

Les unités dérivées sont :

Force : newton (N)	$1\text{N} = 1\text{kg m s}^{-2}$
travail et énergie : joule (J)	$1\text{J} = 1\text{N m}$
Puissance : watt (W)	$1\text{W} = 1\text{J s}^{-1}$
Fréquence : Hertz (Hz)	$1\text{Hz} = \text{s}^{-1}$
Charge : coulomb (C)	$1\text{C} = 1\text{A s}$
Induction magnétique : tesla (T)	$1\text{T} = 1\text{N A}^{-1}\text{m}$
Pression : pascal (Pa)	$1\text{Pa} = 1\text{N m}^{-2}$

On rappelle les correspondances suivantes : giga =  $10^9$  ; méga =  $10^6$  ; kilo =  $10^3$  ; centi =  $10^{-2}$  ; milli =  $10^{-3}$  ; micro =  $10^{-6}$  ; nano =  $10^{-9}$  ; pico =  $10^{-12}$ .

Les ouvrages et publications astrophysiques utilisent fréquemment le système CGS dont les unités fondamentales sont : centimètre (cm), gramme (g) et seconde (s) ou d'autres unités pratiques . On donne ci-après quelques correspondances utiles :

Angström :	$1\text{\AA} = 10^{-10}\text{ m} = 0,1\text{ nm}$
Dyne :	$1\text{dyne} = 10^{-5}\text{ N}$
Dyne $\text{cm}^{-2}$ :	$1\text{Pa} = 10\text{ dyne cm}^{-2}$
Atmosphère :	$1\text{atm} = 1,013\ 10^5\text{ Pa}$
Erg :	$1\text{ erg} = 10^{-7}\text{ J}$
Gauss :	$1\text{ gauss} = 10^{-4}\text{ T}$
Gramme $\text{cm}^{-3}$ :	$1\text{ g cm}^{-3} = 10^3\text{ kg m}^{-3}$
Jansky :	$1\text{Jy} = 10^{-26}\text{ W m}^{-2}\text{ Hz}^{-1}\text{ Ster}^{-1}$

Quelques conversions utiles :

1 radian = 206 264,8 secondes de degré (")

Unités d'angle : 1h=15°; 1min = 15'; 1s = 15"

1° = 4min; 1' = 4s.

## ANNEXE III : COMPLEMENTS MATHÉMATIQUES

### AIII - 1 - NOMBRE D'ÉTOILES PAR UNITÉ D'ANGLE SOLIDE

Supposons qu'on matérialise les lignes de visée, depuis la Terre, des étoiles ayant toutes la même magnitude absolue  $M_{\odot}$ . On notera ici, par  $N$  le nombre d'étoiles. Ces lignes de visée sont réparties, de manière homogène, dans toutes les directions de l'espace.

Imaginons une sphère transparente, centrée sur l'observateur, et matérialisons ces lignes de visée : celles-ci vont traverser cette sphère transparente ; faisons un repère sur cette sphère, là où chaque ligne de visée la traverse. On a ainsi une surface sphérique constellée de points. Comme on a supposé que la répartition des étoiles était homogène dans l'espace, les points sur la surface sphérique sont répartis de façon homogène et il y en a  $N$ .

On peut définir la densité de ces points par unité de surface de la sphère. La surface d'une sphère de rayon  $r$  vaut  $4\pi r^2$ , la densité est :

$$\frac{N}{4\pi r^2}$$

Pour rendre ces résultats indépendants du rayon de la sphère on prend, par convention,  $r = 1$ . La densité par unité de surface vaut :  $N/4\pi$

C'est ce qu'on appelle le nombre d'étoiles par unité d'angle solide.

### AIII-2- LOGARITHMES ET EXPONENTIELLES

Le logarithme décimal (ou logarithme à base 10) de  $x$  est noté  $\log_{10} x$  ou plus sommairement  $\log x$  ; le logarithme népérien (ou à base  $e$  ;  $e = 2,7183$ ) de  $x$  est noté  $\log_e x$  ou  $\ln x$  ou plus sommairement  $\text{Log} x$ . On a les correspondances suivantes :

$y = \log x$  est équivalent à  $x = 10^y$  et  $y = \text{Log} x$  est équivalent à  $x = \exp(y) = e^y$ .

$\log 10 = 1$  ;  $\log e = 0,4343$  ;  $\text{Log} e = 1$  ;  $\text{Log} 10 = 2,3026$

La correspondance entre  $\text{Log} x$  et  $\log x$  est la suivante :

$\log x = \text{Log} x / \text{Log} 10 = \text{Log} x / 2,3026 = 0,4343 \text{Log} x$

$\text{Log} x = \log x / \log e = \log x / 0,4343 = 2,3026 \log x$ .

On donne ci-après quelques autres relations utiles concernant les logarithmes (quelle que soit leur base) :  $\log(ab) = \log a + \log b$  ;  $\log(a/b) = \log a - \log b$  ;  $\log x^n = n \log x$ .

La dérivée de la fonction  $y = \text{Log} x$  par rapport à  $x$  est égale à  $1/x$  ; il en résulte que la dérivée de la fonction  $\log x$  par rapport à  $x$  vaut :  $1/(2,3026x) = 0,4343 / x$ .

### AIII-3 - ELEMENTS DE STATISTIQUE

La dispersion d'un ensemble de  $n$  mesures  $x_i$  d'un paramètre  $p$  observé est caractérisée par l'écart-type  $\sigma$  qui mesure l'écart moyen entre les mesures individuelles de ce paramètre et sa valeur moyenne (celle-ci étant estimée comme la moyenne arithmétique des mesures individuelles) ; il s'agit bien de caractériser la dispersion des mesures par rapport à la moyenne. On utilise ci-après la notation suivante :  $\sum f(x_i)$ , pour indiquer qu'il s'agit de la somme de tous les éléments  $f(x_i)$  pour  $i$  allant de 1 à  $n$ , soit encore :  $\sum f(x_i) = f(x_1) + f(x_2) + \dots + f(x_n)$ .

L'estimation de la valeur du paramètre observé est donnée statistiquement par la valeur moyenne des mesures :  $\langle x \rangle = \sum (x_i) / n$ .

La dispersion de ces mesures est caractérisée par l'écart-type  $\sigma$  qui est estimé, par la relation statistique suivante :  $\sigma^2 = \sum (x_i - \langle x \rangle)^2 / (n-1)$ , d'où  $\sigma$  en prenant la racine carrée :  $\sigma = (\sigma^2)^{1/2}$ . La quantité  $\sigma^2$  porte le nom de variance.

L'erreur moyenne  $\Delta p$  sur la valeur du paramètre observé est donnée statistiquement par la relation :  $\Delta p = \sigma / (n-1)^{1/2}$ .

Au total : l'estimation du paramètre observé  $p$  est donnée par :  $\langle x \rangle \pm \Delta p$ .

### AIII-4- CALCULS D'ERREUR ET INCERTITUDES

#### AIII-4-1- Utilisation des dérivées

Dans le cas où un paramètre  $y$  s'exprime en fonction d'un paramètre observé  $x$  par une relation :  $y = f(x)$  et si  $x$  est affecté d'une incertitude  $\Delta x$ , on déduit en pratique l'incertitude correspondante  $\Delta y$  sur  $y$  en admettant que les variations  $\Delta x$  et  $\Delta y$  sont assez petites pour assimiler la variation de  $y$  en fonction de  $x$ , sur l'intervalle  $\Delta x$ , à celle donnée par la dérivée  $y' = dy/dx$  de  $y$  par rapport à  $x$  ; soit :

$$\Delta y = (dy/dx) \Delta x.$$

Les propriétés des dérivées conduisent à l'expression suivante pour  $\Delta y$ , dans le cas où  $y = a/b$  ou  $y = a \cdot b$  avec des incertitudes  $\Delta a$  et  $\Delta b$  sur  $a$  et  $b$  respectivement :

$$\Delta y/y = \Delta a/a + \Delta b/b$$

Soit par exemple, le cas où l'on détermine la distance  $d$  à partir de la mesure de la magnitude apparente  $m$  (déterminée avec une incertitude  $\Delta m$ ), pour des astres de magnitude absolue connue  $M$  (supposée ici connue sans erreur). On utilise la relation :  $m = M + 5 \log d + 25$  (avec  $d$  exprimé en Mpc). On en déduit :  $\Delta m = 5 \Delta(\log d)$  et  $\Delta(\log d)$  s'obtient en multipliant la dérivée de  $\log d$  par rapport à  $d$ , par  $\Delta d$  selon le procédé indiqué ci-dessus. D'après l'annexe AIII-2, la dérivée de  $\log d$  est égale à  $0,4343/d$  d'où la relation donnant l'incertitude  $\Delta d$  sur la détermination de la distance  $d$  à partir de l'incertitude  $\Delta m$  sur la mesure de  $m$  :  $\Delta d = d \Delta m / (5 \times 0,4343) = 0,4605 d \Delta m$ .

#### AIII-4-2- Composition quadratique des erreurs

Quand un paramètre  $p$  s'obtient à partir de la somme de plusieurs quantités observées et affectées chacune d'une certaine incertitude, on estime l'incertitude sur  $p$  en ajoutant quadratiquement

les incertitudes individuelles, c'est-à-dire que l'on ajoute les carrés des incertitudes et que l'on adopte comme estimateur  $\Delta p$  la racine carrée de cette somme. Par exemple, si  $p = a + b + c$  où les quantités  $a, b, c$  sont connues avec des incertitudes respectivement égales à  $\Delta a, \Delta b, \Delta c$ , on écrit :

$$(\Delta p)^2 = (\Delta a)^2 + (\Delta b)^2 + (\Delta c)^2 \text{ et on calcule } \Delta p \text{ à partir des valeurs connues } \Delta a, \Delta b, \Delta c.$$

### AIII-4-3 Dispersion observée, dispersion intrinsèque

Soit un ensemble de  $n$  mesures des paramètres  $y_i$  et  $x_i$  d'un astre (par exemple la magnitude absolue moyenne d'une céphéide pour  $y$  et le logarithme de sa période pour  $x$ ) qui obéissent à une relation (régression linéaire) de la forme  $y = ax + b$ . La représentation graphique de  $y$  en fonction de  $x$  est une droite et les  $n$  points d'observation de coordonnées  $(x_i, y_i)$  sont répartis autour de cette droite avec une dispersion en ordonnée caractérisée par la moyenne des écarts des points d'abscisse  $x_i$  au point de la droite de même abscisse. On détermine ainsi ce que l'on appelle "la dispersion observée" en calculant la variance :  $(\sigma_{\text{obs}})^2 = \sum (y_i - ax_i - b)^2 / (n-1)$  ; d'où l'écart-type  $\sigma_{\text{obs}}$  caractérisant cette dispersion observée. Si la relation théorique  $y = ax + b$  était rigoureusement vérifiée avec les deux paramètres  $y$  et  $x$ , la dispersion des points observés autour de la droite devrait traduire uniquement les incertitudes sur la détermination de  $y_i$  et on devrait avoir égalité entre  $\sigma_{\text{obs}}$  et  $\sigma_y$  (où  $\sigma_y$  caractérise l'incertitude sur  $y_i$ ).

En fait, la réalité est en général plus complexe et  $\sigma_{\text{obs}}$  inclut d'autres facteurs que les seules incertitudes de mesure ; en particulier le fait que la relation n'est pas strictement linéaire avec les deux seuls paramètres  $x$  et  $y$  implique une dispersion dite "dispersion intrinsèque" de la relation qui s'ajoute aux contributions dues aux incertitudes sur les mesures.

## Références

Les figures suivantes sont reproduites à partir des publications ci-après :

- Figure II-2 : Mathewson D. S. , Ford V. L. , ApJ Suppl. Ser. 107, 97 (1996), "Parameters of 2447 southern spiral galaxies for use in the Tully-Fisher relation", Fig. 2.
- Figure II-3 : Jedrzejewski R. , Schechter P. L. , AJ 98, 147 (1989), "minor-axis rotation in elliptical galaxies", Fig. 18.
- Figure II-4 : Theureau G. , Bottinelli L. , Coudreau N. , Gouguenheim L. , Hallet N. , Loulergue M. , Patrel G. , Teerikorpi P. , Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 130, 333 (1998), "Kinematics of the Local Universe VII. New 21-cm line measurements of 2112 galaxies",
- Figure II-5 : Loveday J. , Peterson B. A. , Maddox S. J. , Efstathiou G. , ApJ Suppl. Ser. 107, 201 (1996), "The Stromlo-APM redshift survey. IV. The redshift catalog, Fig.1.
- Figure III-5 : Tammann G. , Review in Modern Astronomy 9, p. 139 (1996), "Why is there still controversy on the Hubble constant ?", Fig. 11.
- Figure IV-1 : Gouguenheim L. , Bottinelli L. , Theureau G. , Patrel G. , Teerikorpi P. , 4ème Colloque Cosmologie, Euroconference, Paris 4-7 juin 1997, " Fig. 4.
- Figure IV-2 et IV-3 : Freedman W. L. , Madore B. F. , Mould J. et al. , Nature 371, 757 (1994), "Distance to the Virgo cluster galaxy M 100 from Hubble Space Telescope observations of cepheids", Fig. 1 et Fig. 2.
- Figure IV-4 : Gouguenheim L. , Bottinelli L. , Theureau G. , Patrel G. , Teerikorpi P. , Review in Modern Astronomy 9, p. 127 (1996), "The extragalactic distance scale and the Hubble constant : controverses and misconceptions", Fig. 1.
- Figure IV-5 : Theureau G. , Hanski M. , Ekholm T. , Bottinelli L. , Gouguenheim L. , Patrel G. , Teerikorpi P. , Astron. Astrophys. 322, 730 (1997), " Kinematics of the Local Universe V. The value of  $H_0$  from the Tully-Fisher B and  $\log D_{25}$  relations for field galaxies", Fig. 10.
- Figure IV-6 : Theureau G. , Thèse (1997), "L'échelle des distances extragalactiques : la relation Tully-Fisher et la constante de Hubble  $H_0$ ", Fig. 11.7.

Aristotle 10.12  
Averroes 10  
Einstein 10.14.23.25.26  
Hubble 10.20.21.22.24.25  
27 28 29 30 31  
Buffon 10.4  
Lamareck 10  
Warner 11  
Hutton 11  
Kelvin/Thomson 11.14  
Becquerel 11  
Curie 11  
Rutherford 11.14  
Patterson 11  
Australopithecus 12  
Geology 12  
Herschel 12.18  
Kant 12.15.17.20  
Copernicus 12  
Bunsen 12  
Kirchhoff 12.13  
Fraunhofer 12  
Sechi 13  
Stefan-Boltzmann 13  
Helmholtz 14  
Newton 14  
Darwin 14  
Poincaré 14.15  
Chadwick 15  
Urey 15  
Lockyer 15  
Edington 15  
Wright 15.17  
Kapteyn 18  
Shapley 18.20.51  
Curtis 19.20  
Van Maanen 19.20.21  
Parsons 19  
Huggins 21

Scheiner 21  
Slipher 21  
Doppler-Fizeau 21.22  
Robertson-Walker 22.23  
Lyman 22  
Balmer 22  
Friedman 26.27.28.29.31  
Lemaître 26  
de Sitter 27.28  
Bondi 27  
Gold 27  
Leavitt 51  
Hertzsprung 51

Hart Wilson 20

énergie gravitationnelle 14 -  
évolution des étoiles 15  
désambrèvement des étoiles 18  
absorption <sup>interstellaires</sup> 18-21-22  
comptage d'étoiles 18  
amas globulaires 18.  
céphéides 18-20 (variables) -22-51.  
nébuleuses spirales 19-20-21  
mouvement des étoiles 19.  
Galaxie Andromède 20-21  
Voie lactée 20  
Galaxie. 18.20  
novae : 20  
galaxie spirale 21  
décalage vers le rouge 21  
loi de Hubble 21  
matière interstellaire 21  
Constante de Hubble  $H_0$  .22  
modèle relativiste 22 -  
demi-vie  $t$   
extinction .53  
métrique de Robertson-Walker 22 -  
Relativité générale 23 -  
Univers - fluide parfait .23  
géodésique .23