

La galaxie d'Andromède (M 31 ou NGC 224) (©J. RIFFLE - CIEL et ESPACE) :

Il s'agit d'une galaxie spirale de type Sb dans la classification de HUBBLE. L'observation d'une galaxie spirale montre que la vitesse de rotation suffisamment loin du centre demeure quasiment constante (cf. figure 2 de l'article). Ce fait est en apparente contradiction avec les lois de la mécanique newtonienne. L'auteur propose, ici, une explication qui, en termes classiques, équivaut à ajouter dans les équations de la mécanique newtonienne une force d'inertie représentant l'effet d'un flot de type HUBBLE interne aux galaxies.

En particulier, la théorie développée permet de déduire la relation de TULLY-FISHER qui relie la magnitude absolue d'une galaxie à la valeur maximale de sa vitesse circulaire. A partir des relations théoriques établies entre la magnitude absolue, la valeur maximale de la vitesse circulaire et des données expérimentales, la valeur actuelle du paramètre de HUBBLE est estimée. Cette estimation est en accord avec les mesures les plus récentes effectuées.

Cette approche, même dans son approximation non relativiste, n'exige pas de remettre en cause les lois de la mécanique, ni de faire d'hypothèse sur la nature de la matière noire au sein des galaxies.

□ Dédution de la relation de TULLY-FISHER et estimation du paramètre de HUBBLE

Jean Paul MBELEK

"Par conséquent, aucune pensée, aucune idéologie n'est, par essence, étrangère à l'Afrique, qui fut la terre de leur enfantement. C'est donc en toute liberté que les Africains doivent puiser dans l'héritage commun de l'humanité, en ne se laissant guider que par les notions d'utilité et d'efficience."

Cheikh Anta DIOP
Civilisation ou Barbarie
Paris, Édition Présence Africaine, 1981, p. 12.

Résumé - Nous déduisons la relation de TULLY-FISHER et interprétons les courbes de rotation des galaxies spirales, en considérant la gravitation universelle comme une interaction véhiculée à la fois par un boson de spin deux (graviton tensoriel) et un boson de spin zéro (graviton scalaire). A partir des relations théoriques établies entre la magnitude absolue, la valeur maximale de la vitesse circulaire v_{max} ou l'écart de vitesse maximal Δv et des données expérimentales, nous estimons la valeur actuelle du paramètre de HUBBLE H_0

Abstract — DERIVATION OF THE TULLY-FISHER RELATION AND ESTIMATE OF HUBBLE'S CONSTANT — We derive the TULLY-FISHER relation and interpret the velocity curves of spiral galaxies, by considering gravity as an interaction propagated at the same time by a spin two boson (tensorial graviton) and a spin zero one (scalar graviton). We estimate the present value of HUBBLE's constant H_0 from theoretical relations set up between the absolute magnitude, the maximum rotational velocity v_{max} , the velocity width Δv and the experimental data.

I. Introduction

La relation de TULLY-FISHER (TF) [1], [2] consiste à établir empiriquement l'une des formules $-M = a \log v_{max} + b$ ou $-M = a \log \Delta v + b'$ entre la magnitude absolue M d'une galaxie (dans une bande de fréquence donnée) et sa vitesse de rotation maximale v_{max} ou son écart de vitesse maximal Δv . Les mesures [3], [4], [5], [6] faites en

infrarouge dans la *bande H* ($\lambda = 1,65 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,27 \mu\text{m}$) montrent que la pente a est égale à 10 . Nous établissons la relation de TF, sans faire d'hypothèse particulière sur la répartition de la *matière noire* autre que celle d'une distribution de symétrie sphérique. Pour cela, nous résolvons des équations de même forme que les équations de la mécanique en présence d'un champ de gravitation classique (champ associé au graviton tensoriel) mais dans lesquelles nous avons ajouté des termes supplémentaires pour représenter la **composante de l'interaction gravitationnelle véhiculée par le graviton scalaire** [7]. En effet, bien que le théorème du viriel permette d'interpréter la relation de TF, cela nécessite cependant de faire l'hypothèse d'une distribution de masse universelle dans les galaxies spirales [8], [9]. En outre, dans le cadre d'un univers en expansion, on peut considérer que tout point matériel lumineux P (de vitesse négligeable devant c) est perçu, par n'importe quel observateur, comme affecté par un mouvement de récession de vitesse radiale V donnée par la loi de HUBBLE :

$$V = H c (t - t_1) \mathbf{u} \tag{a}$$

où \mathbf{u} désigne le vecteur unitaire porté par le segment allant de l'observateur au point matériel, H le paramètre de HUBBLE à l'instant t d'observation, t_1 l'instant d'émission des photons reçus par l'observateur. On déduit de (a) l'accélération Γ correspondante :

$$\Gamma = \frac{dV}{dt} = H c [1 - (1 + q) H (t - t_1)] \mathbf{u} \tag{b}$$

où q désigne le paramètre de décélération à l'instant t .

En particulier, pour $t - t_1 \ll \frac{1}{H}$, (b) se simplifie et devient :

$$\Gamma = H c \mathbf{u} \tag{c}$$

Les expressions (a), (b) et (c) donnent respectivement, du point de vue de la dynamique newtonienne, les vitesse et accélération d'entraînement de P.

Selon notre conception le redshift cosmologique (loi de HUBBLE) est une manifestation, à l'échelle de l'Univers, d'une loi générale et fondamentale de la physique. Cette conception prend en compte et généralise la remarque faite le premier par G. de VAUCOULEURS sur l'expansion du superamas local (en plus de l'expansion générale de l'univers) [10]. Nous posons donc l'hypothèse suivante :

tout corps S (étoile, gaz, poussière ou matière noire) d'une galaxie (d'un amas ou d'un superamas de galaxies) N est affecté, en plus de l'attraction gravitationnelle qu'il subit de la part du centre de gravité de N, d'un mouvement de récession par rapport à un point O', *centre de récession*, intérieur à N mais généralement différent du *centre visible* O de N ; ce mouvement suit une loi de même type que la loi de HUBBLE décrite par les formules (a), (b), (c) si on remplace $t - t_1$ par $\frac{r'}{c}$ (temps mis par un photon ou un graviton, émis par S, pour parvenir en O') et si \mathbf{u} représente le vecteur unitaire porté par le segment [O'S], de longueur $r' = O'S$, orienté de O' vers S.

Soit m_0 la masse de S, la force d'inertie \mathbf{F}' associée au flot de type HUBBLE que subit S à l'intérieur de N est donc donnée par :

$$F' = m_0 \Gamma \tag{d}$$

Comme, dans l'approximation newtonienne, la relativité générale ne rend pas compte de la force d'inertie F' la relation (d) fixe du même coup la limite de validité du principe des géodésiques et impose de le reformuler.

II. Généralisation de l'équation des géodésiques

II.1. L'équation des géodésiques généralisée

L'interaction gravitationnelle véhiculée par le graviton scalaire est compatible avec l'existence d'une influence non locale de la totalité de l'Univers sur le mouvement des corps d'épreuve [7]. Nous traduisons cette influence non locale, sur le mouvement des corps d'épreuve, par l'introduction d'un terme additionnel supplémentaire $-\frac{H}{c} p^\mu$ dans l'équation des géodésiques qui se généralise alors comme suit :

$$\frac{d p^\mu}{d s} = - \frac{H}{c} p^\mu - \Gamma^\mu_{\alpha\beta} u^\alpha p^\beta \tag{1a}$$

et pour un corps d'épreuve de charge électrique q dans un champ électromagnétique :

$$m_0 c \left(\frac{d u^\mu}{d s} + \frac{H}{c} u^\mu + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} u^\alpha u^\beta \right) = q F^{\mu\nu} u_\nu \tag{1b}$$

où :

x^μ = composantes contravariantes du quadrivecteur position du corps d'épreuve,

$g_{\mu\nu}$ = composantes covariantes du tenseur métrique,

$g^{\mu\nu}$ = composantes contravariantes du tenseur métrique,

$\Gamma^\mu_{\alpha\beta} = \frac{g^{\mu\nu}}{2} \left\{ \frac{\partial g_{\beta\nu}}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial g_{\alpha\nu}}{\partial x^\beta} - \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^\nu} \right\}$ = symboles de CHRISTOFFEL de seconde

espèce,

$F^{\mu\nu}$ = composantes contravariantes du tenseur champ électromagnétique,

m_0 = masse propre du corps d'épreuve,

u_μ = composantes covariantes du quadrivecteur vitesse du corps d'épreuve,

$u^\mu = \frac{d x^\mu}{d s}$ = composantes contravariantes du quadrivecteur vitesse du corps d'épreuve,

$p^\mu = m_0 c u^\mu$ = composantes contravariantes de la quadri-impulsion du corps d'épreuve,

$H = \frac{c}{R} \frac{d R}{d s}$ = paramètre de HUBBLE,

$R = R(s)$ = facteur d'échelle.

Une façon d'obtenir respectivement les équations (1a) et (1b), à partir de l'équation des géodésiques et des équations de l'électrodynamique en présence d'un champ de gravitation

classique, consiste à effectuer formellement (à une constante multiplicative près) les substitutions $dx^\mu \rightarrow R dx^\mu$ et $\frac{\partial}{\partial x^\mu} \rightarrow \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial x^\mu}$ en maintenant les grandeurs scalaires c, q, m_0 et tensorielles $g_{\mu\nu}, F^{\mu\nu}$ identiques à elles-mêmes.

II.2. Cas limites de l'équation des géodésiques généralisée

A petite échelle (dans les galaxies), le terme $-\frac{H}{c} p^\mu$ est négligeable ($|\Gamma^\mu_{\alpha\beta}| \gg \frac{H}{c}$) et l'équation (1a) se réduit à l'équation des géodésiques.

A très grande échelle, les $\Gamma^\mu_{\alpha\beta}$ deviennent négligeables ($|\Gamma^\mu_{\alpha\beta}| \ll \frac{H}{c}$), l'équation (1a) se simplifie et devient :

$$\frac{d p^\mu}{d s} = -\frac{H}{c} p^\mu \tag{1c}$$

De plus :

$$g_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{ds} \frac{dx^\nu}{ds} = 1 \quad \text{soit} \quad (m_0 c)^2 = g_{\mu\nu} p^\mu p^\nu \tag{2}$$

Dérivant membre à membre l'expression (2), il vient :

$$0 = \frac{d}{ds} \{ (m_0 c)^2 \} = \left(\frac{d g_{\mu\nu}}{ds} p^\mu + g_{\mu\nu} \frac{d p^\mu}{ds} \right) p^\nu + (g_{\mu\nu} p^\mu) \cdot \frac{d p^\nu}{ds} \tag{3}$$

Combinant (1c) et (3), il vient :

$$\frac{d g_{\mu\nu}}{ds} - 2 \frac{H}{c} g_{\mu\nu} = 0 \tag{4}$$

ce qui s'écrit encore :

$$\frac{H}{c} = \frac{1}{2} \frac{1}{g_{\mu\nu}} \frac{d g_{\mu\nu}}{ds}, \quad \text{soit} \quad \frac{H}{c} = \frac{1}{2} \frac{1}{1+h} \frac{d h}{ds} \tag{5b}$$

$$\text{avec : } g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} (1+h) \tag{5c}$$

où $h = h(\mathbf{r}, t)$ est une fonction (scalaire) à déterminer.

En combinant (1c) et (5b) il vient :

$$\frac{d p^\mu}{ds} + \frac{1}{2} \frac{1}{1+h} \frac{d h}{ds} p^\mu = 0 \tag{6}$$

Cette équation (6) admet comme solution :

$$p^\mu = \frac{p_i^\mu}{\sqrt{1 + h}} \tag{7a}$$

II.3. Détermination de l'expression littérale du facteur d'échelle

L'équation (1a) peut encore s'écrire :

$$d (R p^\mu) = - R \Gamma_{\alpha\beta}^\mu u^\alpha p^\beta ds \tag{1d}$$

Dans le cas des photons, on a de plus $ds^2 = 0$ et, de l'équation (1d), on déduit alors l'intégrale première (redshift cosmologique) :

$$R p^\mu = R_i p_i^\mu \tag{7b}$$

où R_i et les p_i^μ désignent des constantes de mouvement. Des expressions (7a) et (7b), on déduit qu'à très grande échelle, on a :

$$R = R_i \sqrt{1 + h} \tag{8}$$

On montre alors qu'à très grande échelle (cf. Appendice A) :

$$h = 2 H_i \frac{s - s_i}{c} \tag{9}$$

où $H_i =$ valeur du paramètre de HUBBLE pour $s = s_i$.

II.4. Le graviton scalaire

La relation (5c) peut encore s'écrire :

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} , \text{ où } h_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} h \tag{10}$$

et $\eta_{\mu\nu}$ = composantes covariantes du tenseur métrique de MINKOVSKI.

La relation (10), parce qu'elle permet de définir totalement le tenseur $h_{\mu\nu}$ à partir de la seule donnée du scalaire h , définit une perturbation de l'espace-temps associée à une particule de spin zéro : le graviton scalaire.

La relation (9) reste valable à petite échelle, elle traduit alors l'interaction de la totalité de l'Univers avec le corps d'épreuve, par échange de gravitons scalaires.

III. Les potentiels statiques de gravitation dans l'approximation non relativiste

III.1. Expression du potentiel statique associé au graviton tensoriel

Le potentiel newtonien, solution de l'équation de POISSON (cas limite des équations d'EINSTEIN), créé à la distance r par une source ponctuelle O de masse m s'écrit :

$$V_N(r) = -G \frac{m}{r} \tag{11a}$$

ce potentiel est associé à l'échange de gravitons tensoriels entre la source ponctuelle O et tout corps d'épreuve S situé à la distance r de O .

A petite échelle (par exemple à l'échelle du système solaire), le potentiel associé à l'échange de gravitons scalaires devient négligeable devant le potentiel associé à l'échange de gravitons

tensoriels ($r \ll \sqrt{\frac{G m}{H c}}$) et dans l'approximation des champs faibles on a :

$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$, avec $|h_{\mu\nu}| \ll 1$; en particulier :

$$g_{00} = 1 + h_{00} \text{ , avec } h_{00} = 2 \frac{V_N(r)}{c^2} \tag{11b}$$

soit, d'après (11a) et (11b) :

$$h_{00} = -2 \frac{G m}{r c^2} \tag{11c}$$

III.2. Expression du potentiel statique associé au graviton scalaire

Le potentiel statique de gravitation associé à l'échange de gravitons scalaires entre un corps d'épreuve S et une distribution de matière (D) de symétrie sphérique centrée sur un point O' , est défini par :

$$V_U = \frac{h c^2}{2} \tag{12}$$

En fait, la relation (12) est une extension de la relation (11b) permettant dans l'approximation des champs faibles de tenir compte de la composante de l'interaction gravitationnelle véhiculée par le graviton scalaire.

Si (D) représente l'Univers pris dans son ensemble, tout point d'observation de l'Univers apparaît alors comme un centre de récession et le potentiel V_U traduit l'expansion "apparente" de l'Univers (distribution universelle de matière homogène et isotrope). Nous dénommons *centre de récession apparente* le centre de symétrie O' du potentiel V_U de toute distribution de matière (D) de symétrie sphérique.

A très grande échelle, le potentiel associé aux gravitons tensoriels devient négligeable devant le potentiel associé aux gravitons scalaires ($r' \gg \sqrt{\frac{G m}{H c}}$).

III.3. Expression générale du potentiel statique de gravitation de symétrie sphérique

Le potentiel statique de gravitation de symétrie sphérique (dans l'approximation des champs faibles) associé à l'échange de gravitons tensoriels et de gravitons scalaires entre une distribution de matière (D), de masse $m(r)$ intérieure à une sphère (Σ) de centre O et de rayon r , et tout corps d'épreuve S situé à la distance $r = OS$ de O et $r' = O'S$ de O' *centre de récession apparente* de (D) s'écrit :

$$V = V(r, r') = V_N(r) + V_U(r') = \int G \frac{m(r)}{r^2} dr - c H(t_1) r' \quad (13a)$$

en particulier, pour une source ponctuelle de masse m , (13a) se réduit à :

$$V = -G \frac{m}{r} - c H(t_1) r' \quad (13b)$$

et dans l'approximation des champs faibles on a :

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} (1 + h) + h_{\mu\nu}$$

soit :

$$g_{00} = 1 + h + h_{00} = 1 - 2 \left(\frac{H(t_1) r'}{c} + \frac{G m}{r c^2} \right)$$

En particulier, si les centres de symétrie O et O' respectivement de V_N et V_U coïncident, il vient alors :

$$V = V(r) = V_N(r) + V_U(r) = -G \frac{m}{r} - c H(t_1) r \quad (13c)$$

Il convient de noter que la distance r' (distance parcourue par un photon ou un graviton, émis par O', pour parvenir en S) est définie par la relation $r' = c (t_1 - t')$, où ici :

t_1 = temps propre de S, et t' = temps propre de O'.

IV. Limite non relativiste de l'équation des géodésiques généralisée

Dans l'approximation non relativiste, on considère nécessairement non seulement de faibles vitesses ($u^0 = u_0 = 1$ et $u^\mu = 0$ pour $\mu = 1, 2, 3$) mais en même temps un faible champ de gravitation et on néglige les termes contenant les dérivées par rapport à $x^0 = c t$, devant les termes du même ordre contenant des dérivées par rapport à $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$, car ils font intervenir des puissances d'ordre plus élevées de $\frac{1}{c}$ [11], il vient donc :

$$ds^2 \approx g_{00} c^2 dt^2 \approx (1 + 2 \frac{V}{c}) c^2 dt^2 \approx c^2 dt^2 \quad \text{et} \quad \Gamma^{\mu}_{00} \approx \frac{1}{c^2} \frac{\partial V}{\partial x^{\mu}} ,$$

$$\frac{d p^{\mu}}{d s} \approx - \frac{H}{c} p^{\mu} - \Gamma^{\mu}_{00} u^0 p^0 \approx - \frac{H}{c} p^{\mu} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial V}{\partial x^{\mu}} u^0 p^0 \quad (14a)$$

Pour $\mu = 0$, il vient : $\frac{\partial V}{\partial x^0} = 0$, pour un champ de gravitation statique;

$$\frac{d p^0}{d t} \approx - \frac{H}{c} p^0 \quad \text{donc} \quad R(t) E(t) = \text{constante} \quad (14b)$$

où $p^0 = \frac{E}{c}$ et $E = E(t)$ = énergie du corps d'épreuve à l'instant t .

Pour $\mu = 1, 2, 3$, il vient :

$$\frac{d \mathbf{p}}{d t} \approx - H \mathbf{p} - m_0 \nabla V \quad (14c)$$

soit, compte tenu de (13b) :

$$\frac{d \mathbf{p}}{d t} \approx - H \mathbf{p} - m_0 \nabla [- G \frac{m}{r} - c H(t_1) r'] \quad (14d)$$

Or $\nabla r = \mathbf{u}_r$ = vecteur unitaire porté par l'axe (OS) et orienté de O vers S, et si de plus le centre O' est fixe, comme $\mathbf{O'S} = \mathbf{O'O} + \mathbf{OS}$, il vient :

$\nabla r' = \mathbf{u}$ = vecteur unitaire porté par l'axe (O'S) et orienté de O' vers S, et

$$m_0 \gamma \approx - H m_0 \mathbf{v} - G \frac{m_0 m}{r^2} \mathbf{u}_r + H_1 m_0 c [1 - (1 + q_1) H_1 \frac{r'}{c}] \mathbf{u} \quad (15)$$

où :

$q_1 = q(t_1)$ = paramètre de décélération à l'instant t_1 ,

$H_1 = H(t_1)$ = paramètre de HUBBLE à l'instant t_1 ,

\mathbf{v} = vecteur vitesse du corps d'épreuve à l'instant t ,

$\mathbf{p} = m_0 \mathbf{v}$ = quantité de mouvement du corps d'épreuve à l'instant t ,

γ = vecteur accélération du corps d'épreuve à l'instant t .

Pour $\frac{r'}{c} \ll \frac{1}{H_1}$ il vient $1 - (1 + q_1) H_1 \frac{r'}{c} \approx 1$ et comme $\| \mathbf{v} \| \ll c$, on peut

négliger le terme $- H m_0 \mathbf{v}$ devant $H_1 m_0 c \mathbf{u}$, l'équation (15) devient alors :

$$m_0 \gamma \approx - G \frac{m_0 m}{r^2} \mathbf{u}_r + H_1 m_0 c \mathbf{u} \quad (16a)$$

Pour $| t - t_1 | \ll \frac{1}{H_1}$, il vient $H_1 \approx H = H(t)$ et (16a) devient :

$$m_0 \gamma \approx - G \frac{m_0 m}{r^2} \mathbf{u}_r + m_0 H c \mathbf{u} \quad (17)$$

V. Équations du mouvement gravitationnel plan

Soit un corps S gravitant autour du centre O de la partie visible d'une galaxie N (galaxie visible, i.e. les parties lumineuses de la galaxie N), \mathbf{r} le vecteur position de S par rapport à un référentiel lié à O, \mathbf{u}_r le vecteur unitaire porté par le rayon OS orienté de O vers S et r la distance OS entre le centre O et le corps S (voir figure 1, ci-dessous).

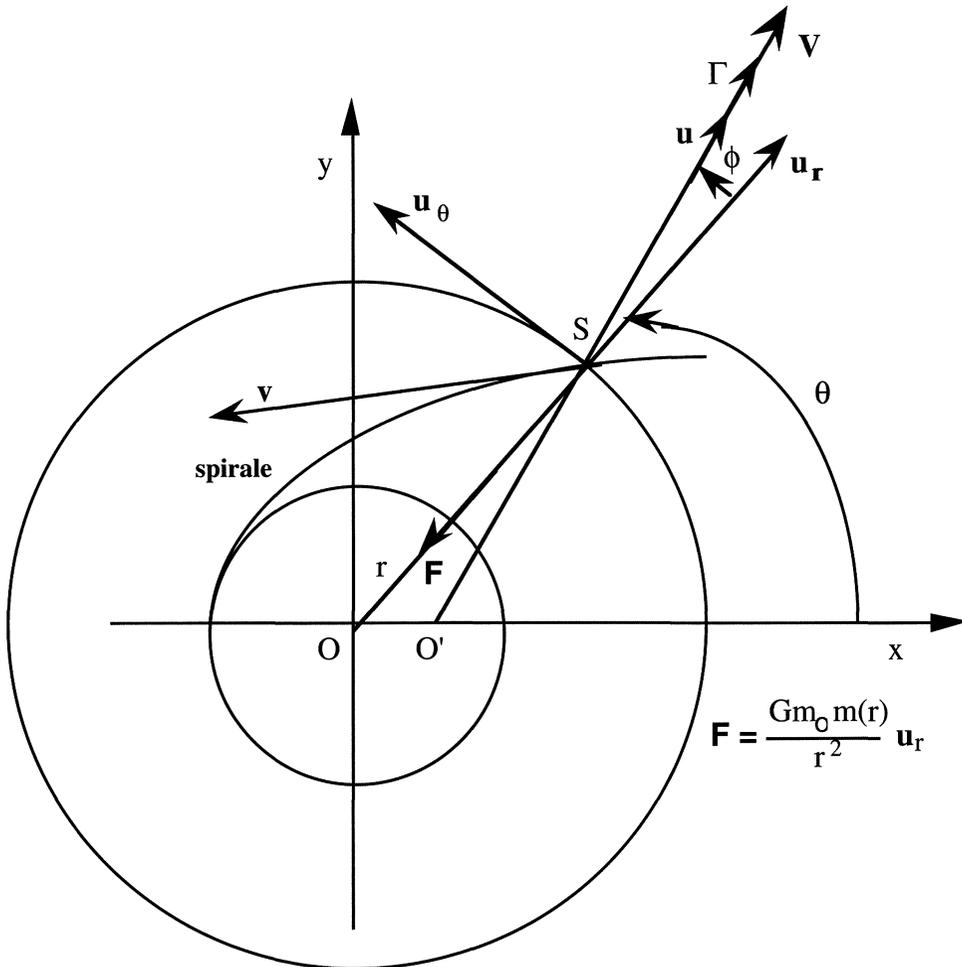


Figure 1 : Mouvement d'un corps gravitant autour du centre O de la partie visible d'une galaxie N

Soit O' le centre de récession apparente de N . Nous considérons le cas où S est en mouvement dans le plan (Ox, Oy) et supposons que les centres O et O' sont assez proches l'un de l'autre ($OO' \ll OS$). Par rapport au référentiel lié à O , les vecteurs vitesse \mathbf{v} et accélération γ de S s'écrivent :

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{dr}{dt} \mathbf{u}_r + v \mathbf{u}_\theta \tag{18}$$

$$\gamma = \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \left[\frac{d^2r}{dt^2} - \frac{v^2}{r} \right] \mathbf{u}_r + \left[r \frac{d^2\theta}{dt^2} + 2 \frac{v}{r} \frac{dr}{dt} \right] \mathbf{u}_\theta \tag{19}$$

Soit θ l'angle entre l'axe Ox et OS , $\mathbf{u}_\theta = \frac{d\mathbf{u}_r}{d\theta}$ désigne le vecteur unitaire directement perpendiculaire à \mathbf{u}_r et $v = r \frac{d\theta}{dt}$ la vitesse circulaire du corps S autour du centre O de la galaxie N .

Soient $\phi = \phi(r)$ l'angle entre la projection orthogonale de \mathbf{u} sur le plan (Ox, Oy) et \mathbf{u}_r ($\phi =$ angle entre $O'S$ et OS , dans le cas où O' et la trajectoire de S sont coplanaires), et \mathbf{k} le vecteur unitaire directement perpendiculaire au plan (Ox, Oy) ; \mathbf{u} s'écrit dans la base $(\mathbf{u}_r, \mathbf{u}_\theta, \mathbf{k})$: $\mathbf{u} = (\cos \phi \mathbf{u}_r + \sin \phi \mathbf{u}_\theta) \sin \phi + \cos \phi \mathbf{k}$,

où ϕ désigne l'angle entre les vecteurs \mathbf{u} et \mathbf{k} . Dans la mesure où nous supposons que les centres O et O' sont proches l'un de l'autre, il vient :

$$r' \approx r, \quad \phi \approx \frac{\pi}{2} \quad \text{et} \quad \mathbf{u} \approx \cos \phi \mathbf{u}_r + \sin \phi \mathbf{u}_\theta.$$

Soit $m(r)$ la masse totale intérieure à la sphère de centre O et de rayon r ; on admet que O est confondu avec le centre de gravité de N et l'on suppose une répartition de masse de symétrie sphérique centrée sur O . Si l'on néglige l'influence des autres galaxies sur le mouvement de S (et suppose que $|t - t_1| \ll \frac{1}{H}$), l'équation de mouvement de S s'écrit donc d'après (13a) et (17) :

$$- G \frac{m_0 m(r)}{r^2} \mathbf{u}_r + m_0 H c \mathbf{u} = m_0 \gamma \tag{20}$$

La projection de l'équation (20) sur la base $(\mathbf{u}_r, \mathbf{u}_\theta)$ donne les deux suivantes :

$$G \frac{m(r)}{r^2} - H c \cos \phi = - \frac{d^2r}{dt^2} + \frac{v^2}{r} \tag{21}$$

$$H c \sin \phi = \frac{1}{r} \frac{dv}{dt} r \tag{22}$$

VI. Déduction de la relation de TULLY - FISHER

Supposons que l'accélération radiale $\frac{d^2r}{dt^2}$ soit faible, soit $|\frac{d^2r}{dt^2}| \ll G \frac{m(r)}{r^2}$. L'équation (21) prend alors la forme :

$$G \frac{m(r)}{r} - H c r \cos \phi = v^2 \tag{23}$$

A la distance r du centre O , v prend :

- sa plus grande valeur possible $v_{\text{sup}} = v_{\text{sup}}(r)$ pour $\cos \phi = -1$, soit

$$G \frac{m(r)}{r} + H c r = v_{\text{sup}}^2 \tag{24a}$$

- sa plus petite valeur possible $v_{\text{inf}} = v_{\text{inf}}(r)$ pour $\cos \phi = +1$, soit

$$G \frac{m(r)}{r} - H c r = v_{\text{inf}}^2 \tag{25a}$$

Soient R_{max} le rayon et m la masse totale de la galaxie N , c'est-à-dire dans l'hypothèse d'un halo sombre de contour sphérique de rayon R_{max} , la masse correspondant à la totalité de la matière comprise dans la sphère de centre O et de rayon R_{max} , il vient :

$$G \frac{m}{R_{\text{max}}} + H c R_{\text{max}} = v_{\text{sup}}(R_{\text{max}})^2 = V_{\text{sup}}^2 \tag{24b}$$

$$G \frac{m}{R_{\text{max}}} - H c R_{\text{max}} = v_{\text{inf}}(R_{\text{max}})^2 = V_{\text{inf}}^2 \tag{25b}$$

De (25a) et (25b), on tire les inégalités suivantes :

$$r \leq \sqrt{\frac{G m(r)}{H c}} \quad \text{et} \quad R_{\text{max}} \leq r_c \tag{26}$$

où on a posé $r_c = \sqrt{\frac{G m}{H c}}$.

L'inégalité $r \leq \sqrt{\frac{G m(r)}{H c}}$ signifie que, dans la mesure où l'accélération radiale est faible, l'attraction gravitationnelle due aux gravitons tensoriels l'emporte sur le mouvement de récession dû aux gravitons scalaires. De (24b) et (25b) on tire l'égalité suivante :

$$(V_{\text{sup}} - V_{\text{inf}})(V_{\text{sup}} + V_{\text{inf}})(V_{\text{sup}}^2 + V_{\text{inf}}^2) = 4 c H G m \tag{27}$$

On montre que : $V_{\text{sup}} + V_{\text{inf}} = 2 v_{\text{max}}$ (28), où v_{max} désigne la valeur maximale de la vitesse circulaire d'un corps lumineux (étoile, gaz ou poussière) de N . La justification de l'égalité (28) est donnée en appendice B.

On pose : $\zeta = \frac{V_{\text{sup}}}{v_{\text{max}}} - 1$ et $K(\zeta) = \zeta \{ \zeta^2 + 1 \}$; $\zeta > 0$.

Compte tenu de (28), la relation (27) devient alors :

$$v_{\max}^4 = \frac{1}{2 K(\zeta)} c H G m \tag{29a}$$

Pour $V_{\inf} \ll V_{\sup}$ ou $R_{\max} \sim r_c$, $\zeta = 1$, $K(\zeta) = 2$

et la relation (29a) devient :

$$v_{\max}^4 = \frac{1}{4} c H G m \tag{29b}$$

De (26) et (29a), on tire l'inégalité suivante :

$$K(\zeta) \geq \frac{1}{2} \left\{ \frac{H c R_{\max}}{2 v_{\max}} \right\}^2 \tag{30}$$

Si on considère l'écart de vitesse maximal Δv , dans la mesure où il est légitime de poser $\Delta v = 2 v_{\max}$, la relation (29b) devient :

$$\Delta v^4 = 4 c H G m \tag{29c}$$

Les égalités (29a), (29b) et (29c) sont trois déductions théoriques de la relation de TULLY-FISHER dans lesquelles on remarquera qu'intervient explicitement la constante de HUBBLE H ; les relations (29b) et (29c) sont équivalentes. Une relation analogue à (29b) a déjà été proposée dans le cadre d'une théorie qui, elle, suppose une modification non linéaire des lois de la dynamique newtonienne [13]. Cependant, cette théorie (MOND) introduit une constante universelle supplémentaire a_0 dont l'identification avec cH_0 (H_0 désigne la valeur actuelle du paramètre de HUBBLE) apparaît comme une coïncidence selon l'auteur lui-même [14].

VII. Estimation de la valeur actuelle du paramètre de HUBBLE

Soit L la luminosité de la galaxie N . Comme le rapport masse/luminosité des galaxies spirales [8], [9], [15] est constant et égal à $2,1 \pm 0,1$ dans la *bande H*, les relations (29b) et (29c) peuvent encore s'écrire pour la luminosité infrarouge dans cette bande :

$$L = \frac{1,9}{c H_0} \frac{L_{\odot}}{G m_{\odot}} v_{\max}^4 \tag{31a}, \quad L = \frac{1}{8,4 c H_0} \frac{L_{\odot}}{G m_{\odot}} \Delta v^4 \tag{31b}$$

où m_{\odot} et L_{\odot} représentent respectivement la masse du soleil et sa luminosité infrarouge dans la *bande H*. Compte tenu de la définition [15], dans la *bande H*, des magnitudes absolues infrarouges M , soit :

$$- M = - 3,68 + 2,5 \log \frac{L}{L_{\odot}} \tag{32}$$

Les relations (31a) et (31b) s'écrivent encore respectivement :

$$- M = - 3,68 + 10 \log v_{\max} + 2,5 \log \frac{1,9}{c H_0 G m_{\odot}} \quad (33a)$$

$$- M = - 3,68 + 10 \log \Delta v + 2,5 \log \frac{1}{8,4 c H_0 G m_{\odot}} \quad (33b)$$

La comparaison des formules (33a) et (33b) avec celles (34a ,34b ,34c) déduites de l'expérience [3], [4], [15], conduisent aux valeurs suivantes pour H_0 :

$$[3], \text{ pp. 10 - 11, Fig. 4a : } - M = 21,23 + 10 [\log \Delta v - 2,5] \quad (34a)$$

$$[4], \text{ p. 664, Fig. 4b : } - M = 21,40 + 10 [\log \Delta v - 2,5] \quad (34b)$$

$$[15], \text{ p. 90, galaxies Sb : } - M = 0,20 + 10,12 \log v_{\max} \quad (34c)$$

De (33b) et (34a), on tire :

$$H_0 = (104 \pm 10) \text{ km/s/Mpc} \quad (35)$$

de (33b) et (34b), on tire :

$$H_0 = (89 \pm 8) \text{ km/s/Mpc} \quad (36)$$

En considérant les six points les plus proches (du fait de la grande dispersion des points expérimentaux) situés autour de la droite préconisée par les auteurs [15], nous déduisons de (33a) et (34c) :

$$H_0 = (40 \pm 6) \text{ km/s/Mpc} \quad (37)$$

VIII. Interprétation des courbes de rotation des galaxies spirales.

Remplaçant dans (22) v par $r \frac{d\theta}{dt}$ et $r \frac{d^2r}{dt^2}$ par son expression déduite de (21), il vient :

$$r \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 \frac{d^2\theta}{dt^2} + [2 \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + v^2 - G \frac{m(r)}{r} + H c r \cos \phi] \frac{d\theta}{dt} = H c \sin \phi \quad (38)$$

Pour de faibles accélérations radiales, l'équation (38) se simplifie et devient :

$$\left[\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{2}{r} \frac{d\theta}{dt} \right] \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 - \frac{H c}{r} \sin \phi = 0 \quad (39)$$

En particulier pour $\psi = \phi - \theta = \phi_0 - \theta_0$ constant, on peut résoudre (39) si on se donne $\theta = \theta(r)$, c'est-à-dire la trajectoire de S en coordonnées polaires. Par exemple, si S décrit une

spirale d'équation $\theta = \theta_0 + \int_{r_0}^r k(r) \frac{dr}{r}$, où θ_0 et r_0 sont des constantes réelles, $k =$

$k(r)$ une fonction décroissante de r à valeurs positives, il vient :

$$v = r \frac{d\theta}{dt} = k \frac{dr}{dt} \tag{40a}$$

Posant $\phi_0 = \Phi_0 + 2n\pi$, avec $0 \leq \Phi_0 \leq 2\pi$ et n entier, il vient :

a) Si $r k(r)$ est une fonction croissante

$$0 \leq \Phi_0 + \int_{r_0}^r k(r) \frac{dr}{r} \leq \pi .$$

b) Si $r k(r)$ est une fonction décroissante

$$\pi \leq \Phi_0 + \int_{r_0}^r k(r) \frac{dr}{r} \leq 2\pi .$$

De (39) et (40a) on déduit alors :

$$v^2 = \frac{H c r k}{1 + \frac{r}{k} \frac{dk}{dr}} \sin \left\{ \Phi_0 + \int_{r_0}^r k(r) \frac{dr}{r} \right\} \tag{40b}$$

Un ajustement analytique de la fonction $k(r)$ peut être obtenu à partir des données expérimentales. La figure 2 donne la variation par morceaux de $k(r)$ pour la galaxie NGC 3198 ($\Phi_0 = 0,46$ radian, pour $r_0 = 0,67$ kpc). Dans cette galaxie, la vitesse circulaire est à peu près constante entre 4,69 kpc et 29,48 kpc et comme le montre le tableau 1, entre ces limites, $k(r) \approx 0,84 r^{-0,95}$ avec r en kiloparsecs (kpc). L'étude expérimentale de la courbe de rotation de NGC 3198 ayant été menée [16] jusqu'au point de coordonnées ($r = 29,48$ kpc ; $v = 149$ km/s), (29a) et (30) donnent alors pour cette galaxie :

$$K(\zeta) \geq 442,61 \quad , \quad \zeta \geq 7,58 \quad \text{et} \quad m \geq 2,46 \cdot 10^{13} m_{\odot} .$$

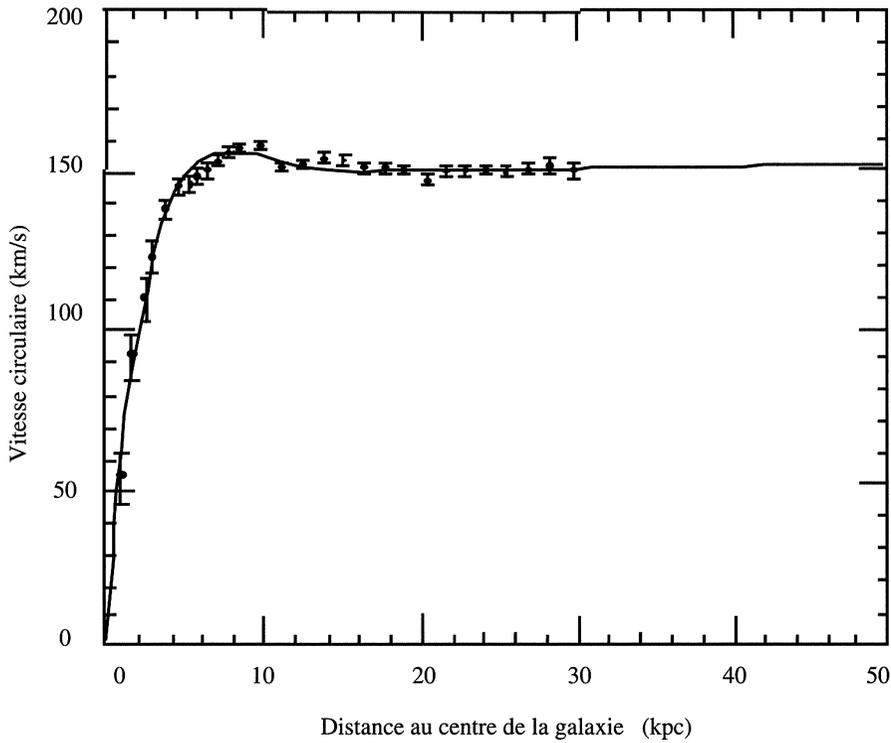


Figure 2 : Courbe de rotation de la galaxie spirale NGC 3198, cf. réf. [16, p. 309]. La photographie de la galaxie NGC 3198 est reproduite par les auteurs Vera C. RUBIN, J. A. GRAHAM, dans *The Astrophysical Journal*, 316, L67-L69, 1987.

De façon générale, pour un corps lumineux S qui se trouve au delà de la plus petite distance R_0 du centre O, où la courbe de rotation de N devient plate, on a :

$$v_{\max} = v = r \frac{d\theta}{dr} \frac{dr}{dt} \quad (41a) ; \quad r \left\{ \frac{dr}{dt} \right\}^2 = \frac{v_{\max}^2}{r \left\{ \frac{d\theta}{dr} \right\}^2} \quad (41b)$$

De (39) et (41b), on déduit alors l'équation suivante :

$$\frac{d^2\theta}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\theta}{dr} - 2 \frac{r}{r_c} \left(\frac{d\theta}{dr} \right)^2 \sin(\theta + \psi) = 0 \quad (42)$$

En particulier pour $\left| \frac{d\theta}{dr} \right| \ll \frac{r_c}{r}$, l'équation (42) se simplifie et devient l'une ou l'autre des deux suivantes :

$$\frac{d^2\theta}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\theta}{dr} = 0 \quad (43a), \quad \frac{d^2r}{d\theta^2} - \frac{2}{r} \left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = 0 \quad (43b)$$

Outre des spirales hyperboliques, (43a) et (43b) admettent respectivement comme solutions des segments de droite et des cercles de centre O.

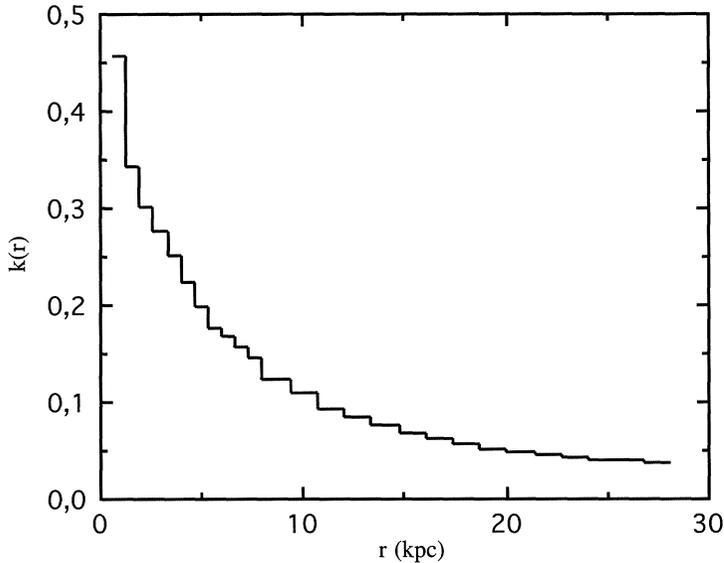


Figure 3 : Variation de $k(r)$ en fonction de la distance au centre de la galaxie NGC 3198.

IX. Discussion

La valeur de H_0 donnée par (35) ou (36) est grossièrement le double de celle donnée par (37) ; ceci est dû à l'usage, en cosmologie observationnelle, de deux échelles de distance (échelles de de VAUCOULEURS et de SANDAGE-TAMMANN). D'autres part, pour des distances inférieures ou de l'ordre de 100 Mpc, on trouve effectivement $q_0 \approx 0$ compte tenu des corrections d'évolution sur la luminosité des galaxies [16], [17], [18]. Nous avons montré que les deux échelles de distance de la cosmologie observationnelle sont conciliables [19], si on adopte comme valeur actuelle du paramètre de décélération $q_0 \approx 1$ [7], [19], [20], [21], [22] et un paramètre de HUBBLE H_0 compris entre 40 et 50 km/s/Mpc [7], [19], [20], [23], [24], [25], [26]. La relation $H_0^{(0)} \approx 2 H_0^{(1)}$ que nous avons établie [12], où $H_0 = H_0^{(0)}$ pour $q_0 = 0$ et $H_0 = H_0^{(1)}$ pour $q_0 = 1$, est compatible avec l'idée déjà formulée par J.-C. PECKER et J.P. VIGIER [27] selon laquelle il existe une valeur de H_0 "proche" élevée et une valeur de H_0 "lointaine" basse.

□ **Appendice A**

La relation (7a), établie à très grande échelle, impose :

$$h(s_i) = 0, \text{ compte tenu de ce que } p^\mu = p_i^\mu \text{ pour } s = s_i.$$

$$\text{D'où : } h = h(s) = \sum_{n \geq 1} \frac{h^{(n)}(s_i)}{n!} (s - s_i)^n = (s - s_i) \sum_{n \geq 1} \frac{h^{(n)}(s_i)}{n!} (s - s_i)^{n-1}$$

soit :

$$h = 2 H(s_i, s) (s - s_i) \text{ avec } H(s_i, s) = \frac{1}{2} \sum_{n \geq 1} \frac{h^{(n)}(s_i)}{n!} (s - s_i)^{n-1} \quad (a)$$

Selon notre conception, le redshift cosmologique traduit une loi générale de la physique [12, p. 92]. Le principe de covariance des lois de la physique impose alors à (7a) d'être invariante par translation. Il s'en suit donc que :

$$H(s_i + \Delta s, s + \Delta s) = H(s_i, s) \quad (b)$$

Des relations (a) et (b), on déduit :

$$\sum_{n \geq 1} \frac{h^{(n)}(s_i + \Delta s) - h^{(n)}(s_i)}{n!} (s - s_i)^{n-1} = 0 \quad (c)$$

Comme la relation (b) doit être vérifiée quel que soit s_i et s , il vient :

$$h^{(n)}(s_i + \Delta s) = h^{(n)}(s_i) \text{ pour tout } n \geq 1; \text{ donc comme } \Delta s \text{ est quelconque :}$$

$$h^{(n+1)}(s_i) = 0 \text{ pour } n \geq 1 \quad (d)$$

Il découle donc des relations (a) et (d) que $H(s_i, s) = \frac{1}{2} h^{(1)}(s_i) = \frac{H_i}{c}$ indépendant de s , et

$$\text{par conséquent : } h = 2 H_i \frac{s - s_i}{c}, \text{ où } \frac{s}{c} = \text{ temps propre du corps d'épreuve.}$$

□ **Appendice B**

Soit $f(v) dv$ la probabilité de trouver, à la distance r du centre O , au moins un corps lumineux de la galaxie N dont la composante tangentielle du vecteur vitesse, est comprise

$$\text{entre } v \text{ et } v + dv; \text{ on a : } \int_{v_{\text{inf}}^{(r)}}^{v_{\text{sup}}^{(r)}} f(v) dv = 1. \text{ Dans l'hypothèse simplificatrice où}$$

$$f(v) \text{ est indépendante de } v, \text{ il vient : } f(v) = \frac{1}{v_{\text{sup}}^{(r)} - v_{\text{inf}}^{(r)}}$$

$$\text{et } \langle v(r) \rangle = \int_{v_{\text{inf}}^{(r)}}^{v_{\text{sup}}^{(r)}} v f(v) dv = \frac{v_{\text{sup}}^{(r)} + v_{\text{inf}}^{(r)}}{2}$$

Comme les grandeurs mesurées sont les moyennes, il vient :

$$v_{\max} = \langle v(R_{\max}) \rangle = \frac{V_{\text{sup}} + V_{\text{inf}}}{2} .$$

□ **Appendice C**

L'équation (14c) peut encore s'écrire $\frac{d(m_{\text{dyn}} \mathbf{v})}{dt} \approx - m_{\text{dyn}} \nabla V$,

soit :
$$\frac{d(m_{\text{dyn}} \mathbf{v})}{dt} \approx - G \frac{m_{\text{dyn}} m}{r^2} \mathbf{u}_r + H_i m_{\text{dyn}} c \mathbf{u} \tag{16b}$$

où on posé :

$$m_{\text{dyn}} = m_0 \frac{R(t)}{R(t_S)} = m_0 \sqrt{1 + 2 H(t_S) (t - t_S)} \tag{16c}$$

avec t_S = instant initial qui marque le début du mouvement du corps d'épreuve S perçu, à un instant $t \geq t_S$, par un observateur lié à un repère tel que S soit au repos à l'instant t_S , c'est-à-dire que $\mathbf{v}(t_S) = \mathbf{0}$.

Les équations (16a) et (16b) ont la même forme : on passe de (16a) à (16b) en remplaçant m_0 par m_{dyn} . L'équation (16b) et la relation (16c) permettent d'établir un lien avec le problème de la matière noire. Dans cette optique, la masse propre m_0 représente la *masse lumineuse* du corps d'épreuve (proportionnelle à sa luminosité) et m_{dyn} sa *masse dynamique* (masse totale du corps d'épreuve, déduite de l'étude de son mouvement). Cette interprétation de la matière noire, bien que correspondant à un aspect fondamental du problème, ne prétend pas donner une explication complète du phénomène observé. Si l'on choisit, comme origine des temps, l'instant qui marque le début de l'Univers (le Big Bang du modèle standard de la cosmologie) on a $t = t_U$ = âge de l'Univers et $H(t_S) = \frac{1}{2 t_S}$ [12, p.

97]. La relation (16c) devient alors :

$$\frac{m_0}{m_{\text{dyn}}} = \sqrt{\frac{t_S}{t_U}} \tag{16d}$$

Soit Δt_S la durée nécessaire à un astre S pour se former par contraction gravitationnelle. Si l'on considère que l'astre S s'est formé à un instant t (après le Big Bang) tel que $t \gg \Delta t_S$, on peut assimiler l'époque de formation de S avec l'instant initial $t_S = t_U \left(\frac{m_0}{m_{\text{dyn}}}\right)^2$ qui marque le début de son mouvement supposé non perturbé entre t_S et t .

La formule (16d) permet donc de dater le mouvement d'un astre et d'en déduire l'âge à partir de la mesure de son taux de matière noire.

Dans le cas des galaxies spirales observées actuellement (quel que soit le type), la matière noire représente environ 90% de la masse totale, soit $\frac{m_0}{m_{\text{dyn}}} \sim \frac{1}{10}$.

D'où, on en déduit : $t_S \sim 120 \cdot 10^6$ ans, c'est-à-dire que les galaxies spirales se sont formées environ 120 millions d'années après le Big Bang. Cette estimation de t_S est en accord avec les valeurs obtenues par d'autres méthodes et d'autres auteurs.

Dans le cas des amas de galaxies observés actuellement, la matière noire représente environ 99% de la masse totale, soit : $\frac{m_0}{m_{\text{dyn}}} \sim \frac{1}{100}$. D'où, on en déduit : $t_S \sim 1,2 \cdot 10^6$ ans, c'est-à-dire que les amas se sont formés environ 1,2 millions d'années après le Big Bang. Les valeurs de t_S ainsi calculées montrent, en accord avec le modèle des *crêpes* de ZELDOVITCH, que les amas se sont formés avant les galaxies.

- Dans le cas du système solaire, et en fonction de son âge t_{\odot} , la formule (16d) donne un taux de matière noire :

pour $t_{\odot} = 4,6 \cdot 10^9$ ans (modèle standard du soleil), égal à 21,5%

et pour $t_{\odot} = 6,2 \cdot 10^9$ ans [12, p. 100] égal à 30,5% assez proche de 40% déduit des observations faites au voisinage du système solaire par J. H. OORT [21, pp. 26-27].

Nous avons pris l'âge actuel de l'Univers $t_U = 12 \cdot 10^9$ ans.

□ Constantes physiques

c = célérité de la lumière dans le vide $\approx 2,99792458 \cdot 10^8$ mètre/seconde

G = constante de la gravitation universelle $\approx 6,67259 \cdot 10^{-11}$ m⁻¹¹ s⁻² kg⁻¹

h = constante de Planck = $6,626176 \cdot 10^{-34}$ Joule-seconde

□ Unités astronomiques

1 UA (Unité Astronomique) = distance moyenne de la Terre au Soleil = 149 597 871 km

1 parsec $\approx 3,0871 \cdot 10^{13}$ km = 206 264,8 UA

1 kpc = 1 kiloparsec = 1000 parsecs

1 Mpc = 1 Mégaparsec = 1 000 000 parsecs

□ Références

- [1] TULLY R. B., FISHER J. R., *Astronomy and Astrophysics*, 54, 1977, pp. 661 - 673.
- [2] TULLY R. B., MOULD J. R., AARONSON M., *The Astrophysical Journal*, 257, 1982, pp. 527 - 537.
- [3] AARONSON M., MOULD J., *The Astrophysical Journal*, 265, 1983, pp. 1 - 17.
- [4] AARONSON M., MOULD J., HUCHRA J., *The Astrophysical Journal*, 237, 1980, pp. 655 - 665.
- [5] *Study week on : Large-scale motion in the universe*, Pontificiae academiae scientiarum, Città del Vaticano, 1988, pp. 169 - 196 et pp. 541 - 558.
- [6] HUCHRA J. P., *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, Academic press Inc, San Diego, California, 1989, pp. 203 - 219.
- [7] MBELEK J. P., *Interaction entre photons et gravitons – Incomplétude des équations de l'électrodynamique et de la gravitation*, Paris, J.P. Mbelek, 1991.
- [8] COMBES F., BOISSÉ P., MAZURE A., BLANCHARD A., *Galaxies et cosmologie*, Paris, InterÉditions/Éditions du CNRS, 1991, pp. 65 - 85.
- [9] AARONSON M., HUCHRA J., MOULD J., *The Astrophysical Journal*, 229, 1979, pp. 1 - 13.
- [10] LEQUEUX J., *La nouvelle astronomie*, collection science de l'univers, Paris, Hachette, 1971, p. 194.
- [11] LANDAU L. , LIFCHITZ E., *Théorie des champs*, Moscou, Éditions MIR, 1970, pp. 368 - 369.
- [12] MBELEK J. P., *Ankh*, n°1, 1992, pp. 89 - 103.
- [13] MILGROM M. , *The Astrophysical Journal*, 270, 1983, pp. 371 - 383.
- [14] MILGROM M. , *La Recherche*, Volume 19, N°196, Février 1988, pp. 182 - 190.

- [15] RUBIN V. C., BURSTEIN D., FORD W. K. et THONNARD N., *The Astrophysical Journal*, 289, 1985, pp. 81 - 104.
- [16] VAN ALBADA T. S., BAHCALL J. N., BEGEMAN K., SANSCISI R., *The Astrophysical Journal*, 295, 1988, pp. 305 - 313.
- [17] MAVRIDES S., *L'univers relativiste*, Masson & Cie, Paris, 1973, pp. 257 - 275.
- [18] WEINBERG S., *Gravitation and Cosmology : Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, John Wiley & Sons, 1972, pp. 441 - 451.
- [19] TINSLEY B. M., *The Astrophysical Journal*, 173, 1972, pp. L93 - L97.
- [20] ELBAZ E., *Relativité Générale et Gravitation*, Ellipses, Paris, 1986, pp. 278-279.
- [21] Bureau des longitudes, *La galaxie-l'univers extragalactique*, encyclopédie scientifique de l'univers, Gauthier-Villars/Bordas, Paris, 1988, p. 212.
- [22] SANDAGE A., TAMMANN G. A., *Highlights in Astronomy*, 6, 1986, p. 301.
- [23] SANDAGE A., *The Astrophysical Journal*, 331, 1988, pp. 583 - 604.
- [24] TAMMANN G. A., LEIBUNDGUT B., *Astronomy and Astrophysics*, 236, 1990, pp. 9 - 14.
- [25] RHEE G., *Nature*, 350, 1991, pp. 211 - 212.
- [26] DUEMMLER R., *Astronomy and Astrophysics*, 264, 1992, pp. 1 - 10.
- [27] PECKER J. -C., VIGIER J. P., *Astrofizika*, 12, 1976, pp. 315 - 330.

□ **Bibliographie sélective**

Collections et encyclopédies

Collection science de l'univers sous la direction de Jean-Claude Pecker, *La nouvelle astronomie*, Hachette, Paris, 1971.

Nouvelle encyclopédie des sciences et des techniques, *Aux confins de l'univers : Faut-il croire au Big Bang?*, Librairie Arthème Fayard/Fondation Diderot, Paris, 1987.

Bibliothèque POUR LA SCIENCE, *L'univers : des faits aux théories*, Éditions Belin, Paris, 1988.

Nouvelle Encyclopédie Diderot, *Les particules et l'univers - la rencontre de la physique des particules, de l'astrophysique et de la cosmologie*, Presses Universitaires de France, Paris, 1990.

Ouvrages d'astronomie et d'astrophysique

Hubble Edwin, *The Realm of the Nebulae*, New York, Dover Publications Inc., 1958.

Lequeux James, *Physique et évolution des galaxies*, New York, Gordon & Breach, 1967.

Field George B., ARP Halton, BAHCALL John N., *The Redshift Controversy*, Reading, Massachusetts-London-Amsterdam-Don Mills, Ontario-Sydney-Tokyo, W. A. Benjamin, 1973.

Sandage Allan, Sandage Mary, Kristian Jerome (editors), *Galaxies and the Universe*, Chicago & London, The University of Chicago Press, 1975.

Pecker Jean-Claude, *Clefs pour l'astronomie*, Paris, Éditions Seghers, 1981.

Binney James, Tremaine Scott, *Galactic Dynamics*, Princeton, Princeton University Press, 1987.

Arp Halton, *Quasars, Redshifts, and Controversies*, Berkeley, Interstellar Media, 1987.

De La Cortadière Philippe, *Dictionnaire de l'astronomie*, Paris, Librairie Larousse, 1987.

Verschuur G.L., Kellermann K.I. (editors), *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, Berlin-Heidelberg-New York-London-Paris-Tokyo, Springer-Verlag, 1988.

Ouvrages de vulgarisation d'astrophysique et de cosmologie

Fang Li Zhi, Li Shuxian, *La naissance de l'Univers*, Paris, InterÉditions, 1990.

Hakim Rémi, *La science et l'univers-De l'expérience au mythe*, Paris, Syros/Alternatives, 1992.

Hawking Stephen, *Commencement du temps et fin de la physique*, Paris, Flammarion, 1992.

Cornell James (Editeur), *Bubbles, Voids and Bumps in Time : the New Cosmology*, Cambridge, Cambridge University Press, 1992.

Ouvrages spécialisés de cosmologie

Dolgov A. D., Sazhin M. V., Zeldovitch Ya. B., *Basics of Modern Cosmology*, Gif-sur-Yvette, Editions Frontières, 1990.

Lachière-Rey M., *Initiation à la cosmologie*, Paris-Milan-Barcelone-Bonn, Masson, 1992.

Elbaz Edgard, *Cosmologie*, Paris, Ellipses, 1992.

Ouvrages spécialisés de relativité générale

Kenyon I. R., *General Relativity*, Oxford-New York-Tokyo, Oxford University Press, 1990.

Stephani Hans, *General Relativity-An Introduction to the Theory of the Gravitational Field*, Cambridge, Cambridge University Press, 1990.

Tourenc Philippe, *Relativité et gravitation*, Paris, Armand Colin Éditeur, 1992.

Ouvrages spécialisés de théorie quantique des champs

Nishijima K., *Fields and Particles- Field Theory and Dispersion Relations*, London-Amsterdam-Don Mills, Ontario-Sydney-Tokyo, The Benjamin/Cummings publishing company, 1969.

Schwinger Julian, *Particles, Sources, and Fields*, Reading, Massachusetts-Menlo Park, California-Don Mills, Ontario-London, Addison-Wesley publishing Company, 1970.

Cheng Ta-Pei, Li Ling-Fong, *Gauge Theory of Elementary Particle Physics*, Oxford, Clarendon Press/Oxford University Press, 1988.

Pokorsky Stéfan, *Gauge Field Theories*, Cambridge University Press, 1990.

Ouvrages sur les fondements et les modèles de la physique

Diner Simon, Fargue Daniel, Lochak Georges (éditeurs), *La pensée physique contemporaine science et humanisme en notre temps*, Moulidars, Éditions Augustin Fresnel, 1982.

Bell J. S., *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics*, Cambridge-New York-New Rochelle-Melbourne-Sydney, Cambridge University Press, 1987.

Gouyet Jean-François, *Physique et structures fractales*, Paris, Masson, 1992.

Felden Marceau, *Le modèle géométrique de la physique*, Paris, Masson, 1992.

Ouvrages de philosophie et d'histoire des sciences

Obenga Théophile, *La philosophie africaine de la période pharaonique—2780-330 avant notre ère*, Paris, L'Harmattan, 1990.

Van Sertima Ivan (éditeur), *Blacks in Science Ancient and Modern*, New Brunswick (U.S.A.)/London (U.K.), Transaction Books, 1990.

□ **Glossaire**

Boson : du nom du physicien indien S. N. BOSE (1894-1974); particule qui véhicule une interaction. Les bosons ont un spin entier ou nul et obéissent à la statistique de Bose-Einstein. La fonction d'onde d'un ensemble de bosons identiques doit rester invariante lorsque l'on permute deux de ces particules. Le photon est un boson de spin égal à 1 : il véhicule l'interaction électromagnétique.

Corps d'épreuve : corps dont les dimensions sont suffisamment faibles pour que l'on puisse négliger les perturbations qu'il serait susceptible de causer dans son environnement.

Courbe de rotation : courbe qui donne la vitesse circulaire (vitesse tangentielle) d'un corps d'épreuve, en fonction de sa distance au centre de rotation.

Fonction d'onde : fonction qui définit l'état d'un système, en mécanique quantique.

Galaxie : l'Univers est hiérarchisé; les atomes se regroupent pour former des molécules qui se regroupent pour former des macromolécules (comme l'ADN ou l'ARN) etc. De même, le soleil (avec son cortège de planètes et d'astéroïdes), Sirius A, B et C, Véga et d'autres étoiles (constituant dans le ciel nocturne un ensemble dense d'aspect blanchâtre), forment la Voie lactée (le soleil se situe à 8,5 kpc du centre de la Voie Lactée). La Voie lactée est une galaxie parmi des milliards de ... milliards; précisément, c'est une galaxie spirale (structure en forme de disque en rotation). Chaque galaxie comporte quelques centaines de milliards d'étoiles, plus ou moins (selon le type) de gaz neutre ou ionisé (essentiellement de l'hydrogène), de la poussière et surtout de la matière noire (actuellement mal identifiée). Les galaxies elles-mêmes, sous l'effet de la gravitation, se regroupent en amas (en moyenne quelques centaines de galaxies, voire plus de mille pour les amas de la Vierge et de Coma) qui se regroupent, de la même façon, en superamas : distribution de matière ayant l'aspect d'un filet (de longueur pouvant dépasser 300 Mpc), aux contours pas très nets et présentant des vides. Les galaxies les plus proches de la Voie lactée sont : le Grand Nuage de Magellan (à environ 50 kpc), le Petit Nuage de Magellan (à environ 60 kpc) et la nébuleuse d'Andromède (à environ 700 kpc). Avec ces galaxies proches et une vingtaine d'autres, la Voie lactée forme l'Amas local (ou Groupe local) qui forme avec l'amas de la Vierge (à environ 16 Mpc) et d'autres, le Superamas local (centré sur l'amas de la Vierge et de diamètre 40 Mpc environ).

Géodésique : courbe correspondant au plus court (parfois, plus long) chemin qui peut être emprunté pour aller d'un point fixe à un autre. En géométrie (dite) euclidienne, les géodésiques de l'espace tridimensionnel sont des droites.

Graviton : boson associé aux ondes gravitationnelles, de la même façon que le photon est associé aux ondes électromagnétiques (la lumière, par exemple). La mécanique quantique admet qu'à toute particule, est associée une onde et réciproquement.

Graviton scalaire (graviton de spin zéro), **graviton tensoriel** (graviton de spin deux) : cf. Ankh n°1, p. 91. et J.P. Mbelek, Interaction entre photons et gravitons-Incomplétude des équations de l'électrodynamique et de la gravitation, Paris, 1991.

Infrarouge : "lumière invisible" dont les photons associés sont moins énergétiques que ceux associés à la lumière rouge et plus énergétiques que ceux associés aux ondes hertziennes (ondes radio) millimétriques. Tous les corps macroscopiques rayonnent dans l'infrarouge.

Interaction : action mutuelle entre corps. A ce jour, on connaît quatre interactions fondamentales : les interactions gravitationnelle, faible, électromagnétique et forte, dans l'ordre d'intensité croissante.

Loi de HUBBLE : formulée en 1929 par l'astrophysicien américain Edwin Powell HUBBLE (1889-1953). Loi empirique selon laquelle les galaxies s'éloignent les unes des autres avec des vitesses radiales proportionnelles aux distances qui les séparent.

Luminosité : puissance rayonnée (sous forme d'ondes électromagnétiques) par un astre dans toutes les directions, dans une bande (intervalle) de fréquence donnée ou sur tout le spectre électromagnétique (toutes les valeurs de fréquence comprises entre zéro et l'infini).

Magnitude : nombre (positif ou négatif) qui caractérise l'éclat d'un astre. Plus l'éclat d'un astre est faible, plus sa magnitude est élevée. La magnitude d'un astre est reliée à sa luminosité par une relation logarithmique.

Magnitude absolue : magnitude qu'aurait un astre, s'il était placé à une distance de 10 pc de la terre.

Matière noire : cf. Ankh n°1, p. 95 et Jean-Paul DUFOUR, in Le Monde , mercredi 27 Janvier 1993, p. 12.

Onde électromagnétique : vibration "invisible" (par exemple l'infrarouge ou les ondes hertziennes), de même nature que la lumière, qui peut cependant en différer par ses périodicités temporelle (fréquence) ou spatiale (longueur d'onde).

Paramètre de décélération : cf. Ankh n°1, p. 93.

Paramètre de HUBBLE : cf. Ankh n°1, pp. 92 - 95 et Wendy FREEDMANN, in Pour la science N°183, Janvier 1993 , pp. 40 - 46.

Spin : coordonnée intrinsèque (définie en mécanique quantique), associée aux moments cinétique (corps en rotation) et magnétique propres, d'une particule. Par commodité, l'unité de spin est $\frac{h}{2\pi}$: le spin d'une particule est une propriété qui la caractérise au même titre que sa masse (masse propre), sa valeur est soit entière (cas des bosons) soit demi-entière (cas, par exemple, de l'électron, du proton ou du neutron).

Statique : indépendant explicitement du temps ou qui reste identique à lui (elle)-même au cours du temps.

Vitesse radiale : vitesse le long de la ligne de visée (direction d'observation).

☐ **Remerciements**

Nous remercions Cheikh M'Backé DIOP et Samory Candace DIOP pour leur collaboration.

☐ **L'auteur**

Enseignant en physique, il a publié un ouvrage intitulé : *Interaction entre photons et gravitons - Incomplétude des équations de l'électrodynamique et de la gravitation*. Il est également l'inventeur de dispositifs brevetés :

- Dispositif de mesure de réactance (FR 2 619 452)
- Dispositif à inductance variable en fonction de la température, de la pression et de l'inclinaison (FR 2 619 912)
- Condensateur électrique à capacité variable en fonction de la température, de la pression et de l'inclinaison (FR 2 619 914)