Pierre Paul Curvale

LES LOIS DE LA GRAVITATION

quatrième édition

7 août 2007

SOMMAIRE

4
L’OBSERVATION DE L’ESPACE LOINTAIN

5
VERS UNE NOUVELLE FORMULATION
DES LOIS PHYSIQUES

Introduction

Dans les dernières éditions de ma note sur l'ESPACE-TEMPS ÉVOLUTIF j'avais indiqué que cette théorie modifiait les lois de la gravitation en usage depuis Kepler et Newton. Dans cette nouvelle note je reviens plus précisément sur les lois qui gouvernent les phénomènes de la gravitation.

Des lois physiques considérées comme intouchables devront être abrogées, par exemple la loi de Newton qui est présentée aux lycéens dans leurs ouvrages scolaires comme un axiome, sans l'ombre d'une justification. En France, c'est en classe de 1ère S qu'on leur présente cet énoncé qu'il va falloir oublier :

> *Deux corps ponctuels de masses données, séparés d'une distance donnée, exercent l'un sur l'autre des forces attractives de même direction, de sens opposés et de même valeur. Ce résultat se généralise aux corps à symétrie sphérique, tels les étoiles, les planètes et les noyaux d'atome*s.

L'abandon de cette loi va nécessairement provoquer un changement radical de la théorie de la gravitation dont elle est le fondement. L'une des tâches de la génération à venir sera de la reconstruire, mais ce sera une œuvre de longue haleine, qui impliquera de ré-écrire toutes les lois de la physique. Dans cette démarche, il faudra abandonner certaines des méthodes de raisonnement habituelles. L'une des difficultés sera d'oublier réellement les lois qui ne seront plus valides, et de ne pas les réintroduire par distraction en se référant à des « vérités évidentes » qui en seraient en fait des corollaires. Comprenons bien qu'il n'y a dans cette démarche aucune volonté sacrilège. Nous tenons en grande estime Sir Isaac Newton, qui avait le souci de chercher des lois explicatives et prédictives derrière les faits d'observation. Nous ne voulons dénigrer aucun des expérimentateurs et des théoriciens qui ont édifié la science physique qui nous passionne nous-mêmes aujourd'hui. Mais, pas à pas, il va falloir désormais reprendre chacune de leur contribution et, selon les cas, soit les remplacer soit les réinterpréter.

Cette note expose quelques lignes générales de cette nouvelle physique. *Le premier chapitre* met en évidence l'erreur commise depuis Newton concernant la gravitation. Le *deuxième chapitre* est un rappel de la théorie de l'ESPACE-TEMPS ÉVOLUTIF, nécessaire à la compréhension des chapitres suivants. Le *troisième chapitre* apporte une nouvelle explication des faits d'expérience, notamment les lois de Kepler, sans faire appel au principe d'inertie. Le *quatrième chapitre* explique deux faits importants :

– l'existence dans l'espace d'une accélération centrifuge apparente,

– l'existence des trous noirs.

Il retrouve le rayon de Schwartzschild, mais dans un cadre conceptuel nouveau.

Quant au *cinquième chapitre*, il présente quelques hypothèses et quelques lois qui pourraient être les nouvelles bases de la physique.

1

CRITIQUE DE LA LOI DE NEWTON

1.1 L'accélération des astres les uns vers les autres.

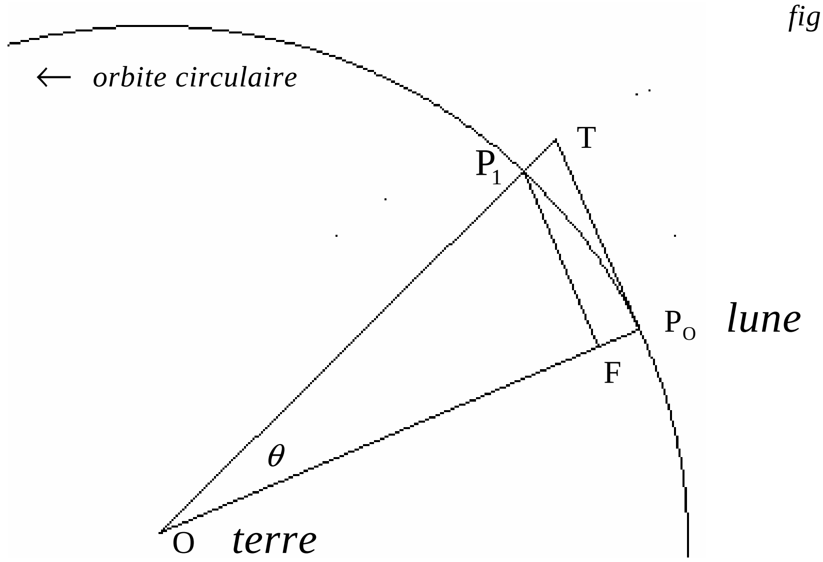
Pour comprendre la nécessité de l'abandon de la loi de Newton, qui s'imposera tôt ou tard à tous les physiciens, nous allons reprendre l'histoire dès le début, c'est-à-dire dès cette année 1666, où Newton a exprimé sa célèbre loi, et nous chercherons à reproduire le raisonnement qu'il pouvait faire à son époque. Nous sommes aidés dans cette démarche par un passage de l'ouvrage *A Short Account of the History of Mathematics*, de *W.W. Rouse Ball (1908)*, transcrit par D.R. Wilkins sur le site web du Trinity College de Dublin.

http://www.maths.tcd.ie/pub/HistMath/People/ Newton/RouseBall/RB_Newton.html

En 1666, Newton raisonnait, comme nous le faisons tous sans même y réfléchir, en admettant que l'espace ambiant est isotrope, uniforme et indéformable. À ce qu'on rapporte, assis au pied d'un pommier, il prenait le temps de contempler la lune tournant autour de la terre sur une orbite quasi-circulaire. Il connaissait sa distance (obtenue par triangulation à partir de plusieurs points de la terre) ainsi que sa période de révolution (en référence à des astres lointains). Il était donc en mesure de calculer la vitesse de cet astre le long de son orbite, et il se demandait où il se trouverait une minute plus tard. Il envisageait deux réponses, dont il savait bien que la deuxième était la bonne. Si l'attraction terrestre n'existait pas, la lune poursuivrait sa course en ligne droite selon la tangente à l'orbite ; mais en présence de la terre elle allait infléchir sa course pour poursuivre son orbite circulaire. Tout allait se passer comme si, pendant la minute à venir, elle allait tomber de la trajectoire rectiligne sur la trajectoire circulaire, en suivant la loi de la chute des corps, telle que nous la connaissons sur la terre. Le calcul de la hauteur de chute était donc, pensait-il, une évaluation de *l'accélération de la lune vers la terre.* Nous verrons plus loin que ce n'est pas vrai, mais nous allons cependant pour un temps suivre son raisonnement.

Sur la *figure 1* ci-dessous P_O est la position de la lune au moment de l'observation, T est le point vers lequel elle se dirigerait si la trajectoire était rectiligne et P_1 est le point qu'elle allait effectivement atteindre, du fait de la présence de la terre. Newton considérait que le segment TP_1 était une chute libre. Pour nous, nous commenterons cette figure au paragraphe 3.5.

figure 1



Mais reprenons mot pour mot le même raisonnement dans une situation à laquelle Newton n'avait pas pensé. Propulsons-nous sur la lune dans les pas de Neil Armstrong, et malgré l'absence de pommiers, prenons le temps de contempler la terre tournant autour de nous sur une orbite quasi-circulaire. Nous connaissons sa distance et sa période de révolution, qui sont les mêmes que précédemment. Nous sommes donc en mesure de calculer la vitesse de cet astre sur son orbite, et nous nous demandons où il se trouvera dans une minute. Nous envisageons deux réponses, dont nous savons bien que la deuxième est la bonne. Si l'attraction lunaire n'existait pas, la terre poursuivrait sa course en ligne droite selon la tangente à l'orbite ; mais en présence de la lune elle va infléchir sa course pour poursuivre son orbite circulaire. Tout va se passer comme si, pendant la prochaine minute, elle allait tomber de la trajectoire rectiligne sur la trajectoire circulaire, en suivant la loi de la chute des corps, la même que précédemment. Remarquons que les valeurs numériques, notamment la hauteur de chute pendant la première minute, sont inchangées entre l'observation depuis la terre et l'observation depuis la lune. La seule différence, c'est que le calcul de la hauteur de chute est maintenant une évaluation de *l'accélération de la terre vers la lune.*

Ainsi, sans aucune connaissance autre que celles qui étaient admises au XVII[e] siècle, nous pouvons affirmer ceci.

> *L'accélération de la terre en direction de la lune a la même valeur que l'accélération de la lune en direction de la terre.*

Cet énoncé se généralise à n'importe quelle paire d'objets en mouvement libre, c'est-à-dire non liés matériellement les uns aux autres, ni influencés par des phénomènes électromagnétiques.

1.2 L'impossibilité de mesurer les accélérations.

Newton n'a sans doute jamais examiné cette égalité des accélérations, car il était confronté par ailleurs à un énorme problème. Certes, il avait trouvé comment calculer l'accélération à laquelle la lune était soumise en direction de la terre, mais les observations montraient à l'évidence que la distance terre-lune restait constante, et il en concluait qu'il n'y avait pas d'accélération de ces deux astres l'un vers l'autre. Son raisonnement faisant intervenir la tangente à l'orbite, qui est une ligne fictive, n'était évidemment qu'un artifice de calcul dont il n'a semble-t-il jamais été pleinement satisfait. Il se trouvait en effet dans une situation inconfortable : d'une part l'accélération dont il soupçonnait l'existence était efficiente, puisqu'elle provoquait la courbure de l'orbite ; d'autre part elle semblait avoir une valeur identiquement nulle. Ce paradoxe trahit évidemment un problème mal posé, que nous reprendrons au paragraphe 3.1.

paradoxe des accélérations

> *On peut calculer les accélérations subies, l'un en direction de l'autre, par deux objets pesants en mouvement libre, mais on ne peut pas observer les variations de distance correspondantes.*

C'est pour pallier cette difficulté, que Newton a fait appel à des forces de deux natures, une force centripète due à l'attraction de la lune par la terre, et une force centrifuge explicable par le principe d'inertie, édicté pour les besoins de la cause, en faisant en sorte que la résultante de ces deux forces soit nulle. À vrai dire, il a fait cela au prix d'une maladresse philosophique. Il oubliait en effet qu'un raisonnement bien construit se doit de respecter la règle de Guillaume d'Ockham, selon laquelle *il ne faut pas multiplier les concepts si ce n'est pas nécessaire. (Entia non sunt multiplicanda praeter necessitate).* Il n'y avait pas lieu de faire intervenir la notion de force dans le problème de l'orbite lunaire, qui était purement cinématique. Nous-mêmes devons réserver cette notion aux cas où il existe réellement des forces mesurables, par exemple dans le dispositif expérimental de Sir Henry Cavendish (1798), conçu de telle façon que la gravitation produise des forces exerçant un couple sur un pendule de torsion. Mais à l'époque de Newton, il n'existait encore aucun dispositif de ce genre. Pour ce qui est de la mécanique céleste, la notion de force est, et restera sans doute toujours, inutile.

Examinons cependant à quoi conduit ce recours à la notion de force. Une loi physique indubitable est la proportionnalité entre la force f appliquée à un objet pesant et l'accélération γ qu'il subit. Cette loi, déjà connue de Newton, a été depuis lors maintes fois vérifiée en laboratoire. Le coefficient m est la masse de l'objet, habituellement considérée comme constante (en fait, dans la théorie de l'espace-temps évolutif, c'est une fonction du temps).

$$\vec{f} = m\,\vec{\gamma}$$

Voyons ce qu'il en est de la terre et de la lune. Ces deux astres sont soumis à la même accélération, mais leurs masses sont différentes. Les forces qui les attirent l'un vers l'autre ont donc des valeurs différentes.

La force attirant la terre en direction de la lune a une valeur différente de la force attirant la lune en direction de la terre. .

Cela, c'est contradictoire avec l'énoncé de la loi de Newton, telle que nous l'avons rappelée dans l'introduction, qui affirme que les forces d'interaction gravifique entre deux astres ont la même valeur.

Newton a donc échoué dans la tâche qu'il avait entreprise. En fait il ne pouvait pas réussir, car il lui fallait bien trouver un phénomène qui soit le moteur des mouvements des astres. Le problème récurrent auquel se heurtent les physiciens est celui de l'irréversibilité des phénomènes physiques en fonction du temps. La gravitation n'est qu'un exemple d'un fait général dans l'univers : elle est dissymétrique. Constatant que les objets tombent à terre, sans jamais s'élever spontanément, on demande aussi à ce qui les met en mouvement d'être dissymétrique. Reconnaissons que les forces de Newton répondaient bien à cette requête, puisqu'elles étaient toujours des attractions et jamais des répulsions. Puisque nous les abandonnons, il ne nous reste aucune autre issue que de chercher cette dissymétrie dans la structure même de l'univers. Au XVIIe siècle les esprits n'étaient pas prêts à admettre une influence cachée de l'espace et du temps sur les phénomènes observés. Le sont-ils aujourd'hui ?

2
BREF RAPPEL
DE LA THEORIE DE L'ESPACE- TEMPS EVOLUTIF

Ce chapitre 2 rappelle les principaux concepts de la théorie de l'ESPACE-TEMPS ÉVOLUTIF, qui ont fait l'objet d'une note précédente. C'est sur eux que doit s'appuyer l'élaboration d'une physique nouvelle.

2.1 Une nouvelle conception de l'univers.

La théorie de l'espace-temps évolutif considère deux façons de localiser les objets et de mesurer les grandeurs physiques dans l'univers, disons deux « métriques » ou bien « deux espace-temps ». L'écriture des lois physiques se fait avec l'un ou l'autre de ces espace-temps, selon qu'on veut décrire l'univers *tel qu'il apparaît lors des observations* ou bien *tel qu'il est en lui-même.*

Il n'y a bien sûr qu'un univers. Lorsque nous parlons de deux espace-temps, nous désignons ce seul univers doté de deux outils de mesure différents.

L'*espace-temps apparent* $\mathscr{E}$, qui mérite aussi l'appellation d'*espace-temps évolutif,* est la métrique à laquelle nous sommes habitués. Il évolue selon une loi qui échappe à nos observations, car nous participons nous-mêmes de son évolution. Les durées et les distances diminuent sans cesse. D'autres grandeurs comme les accélérations linéaires et les vitesses de rotations augmentent. Tout cela se passe de telle façon que les lois usuelles de la physique se conservent rigoureusement. Une particularité est que les unités de mesure évoluent comme les grandeurs qu'elles servent à mesurer : c'est pourquoi, par exemple, le rapprochement des astres, qui tombent sans cesse les uns vers les autres, passe inaperçu.

L'espace-temps de référence $\mathscr{E}_0$, est doté d'une métrique immuable. On le définit en figeant $\mathscr{E}$ à un instant particulier $t = 0$, pris comme origine des mesures de temps. Notamment, *on maintient constantes les unités de mesure* alors que les grandeurs physiques évoluent. Il devient ainsi possible d'écrire les lois de leur évolution.

À l'instant $t = 0$ les valeurs de toutes les grandeurs physiques sont les mêmes dans les deux espace-temps.

Cette théorie impose des méthodes de calcul et des précautions particulières. Rappelons les points qui nous seront utiles dans la suite de cette note.

2.2 Deux manières de décrire les mouvements dans l'espace.

Imaginons qu'un observateur, situé en un point O de l'espace, dispose de moyens pour la mesure instantanée des distances et des angles, sans avoir à tenir compte de la durée de propagation de la lumière entre les objets qu'il voit et lui-même.

Ce *personnage fictif* s'intéresse au mouvement d'un objet physique P, par exemple un astre. Il constate par exemple que cet objet se trouve en un point P_0 à une certaine date t_0 puis en un autre point P_1 à une date ultérieure t_1. Il en conclut que le déplacement de l'objet était $P_0 P_1$. Il suppose en effet, comme nous le faisons constamment, que l'espace est immuable et il trouve naturel de placer sur une même figure les points P_0 et P_1 qui ont été atteints par l'objet à des dates différentes. Nous disons qu'*il raisonne dans l'espace-temps apparent.*

Mais la théorie de l'espace-temps évolutif enseigne que cet espace apparent n'est pas immuable. Entre les dates t_0 et t_1 toutes les longueurs dans l'univers ont diminué dans une même proportion. La distance OP_0 est devenue OP_0'. La distance OP_1 est devenue OP_1'. Notre observateur ne s'est pas aperçu de cette contraction, car l'unité de longueur qu'il utilisait a diminué dans la même proportion que les distances qu'il avait à mesurer. Qui plus est, son corps lui-même est devenu plus petit. Pour constater de visu cette évolution générale de l'univers, il aurait fallu qu'il se place lui-même hors de l'espace et du temps, avec lesquels il a évolué, ce qui n'était évidemment pas possible corporellement. Notre pensée par contre est capable d'adopter ce point de vue extérieur ; il lui suffit d'imaginer qu'elle mesure l'univers, qui évolue, avec des unités qui n'évoluent pas. C'est ce que représente la *figure 2.* Nous disons qu'*elle est tracée dans l'espace-temps de référence.*

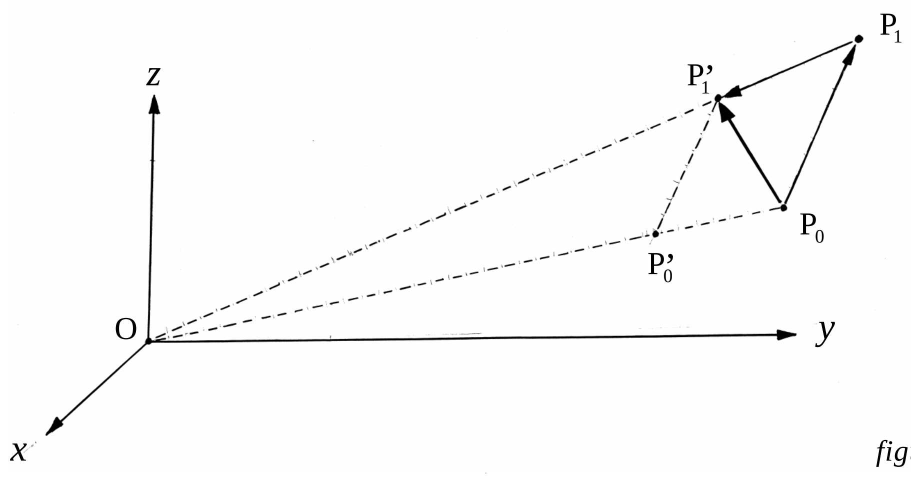


figure 2

Le déplacement réel de l'objet entre les dates t_0 et t_1 a donc été P_0P_1'. Il n'est défini que par les positions initiale et finale, sans qu'il n'y ait à tenir compte du trajet exact suivi par l'objet.

> *Ce déplacement réel* P_0P_1' *doit être considéré comme la combinaison de deux déplacements de natures différentes :*
>
> – *le déplacement* P_0P_1 *de l'objet par rapport à l'espace sous-jacent,*
>
> – *la contraction de l'espace* P_1P_1' *par rapport au point* O *où se trouve l'observateur.'*

2.3 **Les propriétés de l'espace-temps.**

Dans un premier temps, nous nous intéressons seulement aux points de l'espace, indépendamment des objets physiques qui s'y trouvent. Nous cherchons à quelles conditions il est possible d'y définir un référentiel, pour localiser les objets physiques. Cet espace jouit des propriétés suivantes.

L'espace est homogène.

Ses propriétés sont les mêmes partout. On peut donc choisir librement l'origine du référentiel dans lequel se fera la description des phénomènes physiques, c'est-à-dire :

- l'instant origine $t = 0$
- le lieu origine O où se trouve « l'observateur fictif » de la *figure 2*.

L'espace se contracte en restant homothétique à lui-même.

Toutes les distances mesurées dans l'univers, entre deux points quelconques, se réduisent dans la même proportion en un même intervalle de temps. Lorsqu'on choisit un point particulier O comme origine d'un référentiel, on en fait de facto le centre d'homothétie duquel tous les points de l'univers paraissent se rapprocher. Si l'on choisissait un autre référentiel, l'observateur fictif serait posté en cet autre endroit, et c'est là que serait le centre d'homothétie vers où l'espace semblerait se contracter. En d'autres termes : *où que soit l'observateur, il est toujours le centre de l'univers.*

Cela ne veut pas dire que tous les points se vaillent comme points d'observation. Lorsque nous ferons intervenir des objets physiques dans l'espace, certains points conduiront à des calculs plus aisés que d'autres.

Les vitesses et les accélérations ont toutes une direction centrale.

La contraction de l'univers est régie par une loi exponentielle qui admet des dérivées successives par rapport au temps. Il existe donc pour chaque point une vitesse radiale et une accélération radiale. Par contre, il n'existe pas de vitesse ou d'accélération transverses. Rappelons que nous parlons ici des points de l'espace-temps, et non pas des objets physiques qui ont, eux, une trajectoire quelconque.

L'espace est isotrope autour de n'importe lequel de ses points.

En particulier, il existe autour du point O une loi qui donne l'accélération radiale de tous les points de l'espace en fonction de leur distance. Les surfaces équipotentielles de ce champ de vecteurs accélérations sont des sphères centrées sur O. Nous verrons cela au paragraphe 3.3.

Il n'existe ni vitesses absolues ni accélérations absolues.

Nous venons de voir qu'on peut choisir arbitrairement le centre d'homothétie d'où l'on va observer l'univers. Mais il y a une sujétion : une fois ce choix fait pour résoudre un problème particulier, on ne pourra plus en changer au cours du même raisonnement.. Cela tient à une propriété évidente : *L'espace-temps apparent $\mathscr{E}$, qui se contracte, ne peut coïncider avec l'espace-temps de référence $\mathscr{E}_0$, immuable, qu'en un seul point* O. Le point de référence P_1' correspond au point apparent P_1 par la même relation d'homothétie que tout le reste de l'espace. Voici donc une première particularité de la théorie : *Il est nécessaire de définir explicitement le référentiel dans lequel les phénomènes physiques sont observés.*

Or il n'y a pas de jalons dans l'espace pour repérer le centre d'homothétie O. Il n'y a ni position, ni vitesse, ni accélération linéaire absolues. On ne peut rien faire d'autre que de situer ce point par rapport à certains objets physiques, en acceptant qu'il soit en mouvement par rapport à d'autres objets. Par exemple, on le placera au centre de la terre, mais il sera en mouvement par rapport au soleil. Le référentiel terrestre que l'on définira ainsi se trouvera donc animé d'une vitesse et d'une accélération par rapport à un autre référentiel qui serait centré sur le soleil.

Les directions angulaires sont invariantes.

Il faut toujours considérer les directions angulaires comme des visées, qui supposent, même lorsqu'il s'agit d'un artifice de raisonnement, qu'il y a un observateur posté sur la ligne de visée. Pour la mesure d'un angle il faut impérativement que cet observateur se place au sommet de l'angle. Or le seul endroit d'où les visées sont les mêmes dans les deux espaces-temps est leur point de contact O. Nous prendrons systématiquement ce point comme poste d'observation. Par ailleurs il est nécessaire que les axes de coordonnées restent parallèles à eux-mêmes lorsque le point O se déplace dans l'espace. Le plus simple pour cela est de définir leurs directions par la visée d'étoiles ou de radiosources lointaines. C'est ce que nous ferons dans tout ce document.

En fait rien ne garantit que la visée de sources lumineuses lointaines fournisse des directions fixes, car il se peut que l'ensemble de l'espace visible tourne sur lui-même par rapport à un substrat non décelable, autour d'un axe que nous ne connaissons pas. C'est ce que suggère la théorie de l'espace-temps évolutif, qui assigne à cette rotation une période de 746 années.

Il faut surtout s'abstenir de dessiner ces petits croquis de coin de table, à la manière de Ptolémée, qui représentent à la fois la trajectoire d'une planète autour du soleil, et la trajectoire d'un satellite autour de la planète. Cela conduirait à imaginer des trajectoires en forme d'épicycloïdes, qui n'auraient pas de sens, puisque aucun observateur ne peut se trouver à la fois sur le soleil et sur la planète pour mesurer les angles et les vitesses angulaires.

2.4 La mesure du temps.

Le point essentiel de la théorie est que les grandeurs physiques ont une valeur différente selon la date dans l'histoire de l'univers où elles sont mesurées. Mais cette date n'est pas fixée de la même façon dans les deux'espace-temps. Il en découle une deuxième particularité de la théorie :

Il faut recourir à une double échelle de temps.

Pour mesurer les durées, ou plus exactement les intervalles de temps entre les événements, il faut recourir à une double échelle graduée. La première graduation t de cette échelle, que nous appelons *le temps apparent*, nous est familière puisque c'est celle de nos montres, mais est pourtant caractérisée à notre insu par une unité variable T. Cette échelle n'est pas affine. La deuxième graduation, que nous appelons *le temps de référence*, est caractérisée par une unité T_0 constante. Elle est définie de façon à ce que le temps apparent en soit une fonction exponentielle, avec la même origine $\tau = t = 0$ et la même pente $dt/d\tau = 1$ à l'origine :

$$\frac{t}{a} = 1 - e^{-\tau/a}$$

t et τ sont négatifs pour le passé et positifs pour le futur. a est positif.

2.5 L'évolution des grandeurs physiques.

On aura souvent à transcrire les lois physiques, telles qu'elles sont établies dans l'espace-temps apparent, pour les ré-écrire dans l'espace-temps de référence où elles trouveront leur signification. Inversement, il faudra revenir dans l'espace-temps apparent pour prévoir de nouvelles observations. Mais les grandeurs physiques ne se traitent pas toutes de la même façon vis-à-vis de ces transformations. Il faut tenir compte de la valeur des unités de mesure qui sont invisiblement fonction de la date à laquelle s'appliquent les transformations. Nous représentons les unités de mesure par des lettres capitales.

C'est une quatrième particularité de la théorie :

Le passage d'une échelle de temps à l'autre impose de prendre en compte l'évolution des unités de mesure dans le temps.

Pour toute grandeur physique, cette évolution peut être représentée par le rapport de la valeur U de l'unité de mesure, valable à une certaine date τ, et de la valeur U_0 de cette même unité à l'instant origine $\tau = 0$. Elle est toujours de la forme :

$$\frac{U}{U_0} = e^{n\tau/a}$$

Il suffit de connaître les unités de longueur, masse, temps et quantité d'électricité pour retrouver l'évolution de toutes les autres, car les équations usuelles de la physique restent inchangées.

Évolution des unités de mesure

$$\frac{L}{L_0} = e^{-\tau/a} \qquad \frac{M}{M_0} = e^{\tau/a} \qquad \frac{T}{T_0} = e^{-\tau/a} \qquad \frac{Q}{Q_0} = 1$$

Cela conduit à classer toutes les grandeurs physiques en fonction du paramètre n, selon ce tableau qui figure déjà dans la note précédente :

$n = -3$	*grandeur évoluant comme*	*un volume.*
$N = -2$	*grandeur évoluant comme*	*une surface.*
$N = -1$	*grandeur évoluant comme*	*une longueur*
	ou comme	*une durée.*
$N = 0$	*grandeur indépendante de l'évolution du temps.*	
$N = +1$	*grandeur évoluant comme*	*une accélération linéaire*
	ou comme	*une vitesse de rotation.*
$N = +2$	*grandeur évoluant comme*	*une accélération angulaire.*

L'espace-temps est entièrement caractérisé par cette évolution des unités de mesure. Il est parfois commode de représenter une grandeur physique $\vec{u}$ sous la forme du produit d'une grandeur unitaire $\vec{i}_u$ et d'une valeur u :

$$\vec{u} = \vec{i}_u \, u$$

– *La grandeur unitaire*, qui peut être un scalaire ou un vecteur, comporte l'unité de mesure et la dimension ; elle s'applique à l'espace-temps. Ainsi les propriétés de tout point de l'espace peuvent être décrites dans l'espace-temps de référence par une sphère de rayon égal à l'unité de longueur, par la contraction de cette sphère en une unité de temps et par sa vitesse aréolaire.

– La *valeur* est le nombre sans dimension que nous sommes habitués à mesurer dans l'espace temps apparent ; elle s'applique à des objets observables.

Les grandeurs de classe -1 permettent de caractériser l'état des systèmes physiques.

Nous observons dans l'espace-temps apparent qui nous est familier un système physique, que nous caractérisons par une ou plusieurs grandeurs telles que la température de l'un des éléments, la concentration d'une solution chimique, ou autres. Lorsque le système n'évolue pas, il faut que les grandeurs qui le caractérisent restent constantes en fonction du temps. Or ce temps t évolue en fonction du temps de référence τ comme une grandeur de classe –1. Les grandeurs choisies doivent aussi être de classe –1.

Parmi ces grandeurs, celles qui nous seront utiles sont les suivantes :

> *Les grandeurs de classe -1 qui sont utiles pour écrire les lois de la gravitation, sont :*
> *-les distances,*
> *-les vitesses aréolaires.*

Les grandeurs de classe 0 sont indépendantes de l'écoulement du temps.

Parmi elles il y a les vitesses et les moments cinétiques. On trouve aussi les constantes physiques universelles caractéristiques de l'espace-temps : la vitesse de la lumière c, la permittivité électrique de l'espace ε_0, la perméabilité magnétique de l'espace μ_0, la constante de Planck h.

Nous définirons de nouvelles grandeurs de classe 0 au chapitre 5 : le potentiel cinématique, l'éloignement, le parcours.

Les grandeurs de classe +1 permettent de caractériser la dynamique des systèmes physiques.

Nous appelons ici « dynamique » d'un système les modifications de son état en fonction du temps. Lorsqu'on étudie le comportement d'un système physique sur lequel on exerce des actions, par exemple des forces ou des variations thermiques, il faut séparer les variations de ce système qui sont dues aux actions appliquées, de celles qui sont dues à la contraction de l'espace-temps. Pour cela, il est utile de caractériser l'état du système par des grandeurs physiques de classe +1, qui ont la propriété de s'ajouter, algébriquement ou vectoriellement. Cela concerne toutes les disciplines de la physique et de la chimie.

Parmi ces grandeurs, celles qui sont utiles en astronomie sont les suivantes :

> *Les grandeurs de classe +1 qui sont utiles pour écrire les lois de la gravitation, sont :*
> *-les masses,*
> *-les accélérations linéaires,*
> *-les vitesses de rotation,*
> *-les quantités de mouvement (les impulsions).*

2.6 Les dérivations et intégrations par rapport au temps.

Les dérivées et intégrales par rapport au temps se calculent par des règles différentes des règles habituelles.

Si l'on veut que les formulations mathématiques rendent compréhensible la réalité physique de l'univers, il faut effectuer les opérations de dérivation et d'intégration par rapport au temps de référence τ, que la théorie de l'espace-temps évolutif considère comme une variable indépendante, et non pas par rapport à t, qui est une fonction de τ :

$$t \;=\; a\,\left(1-e^{-t/a}\right)$$

Soit u une fonction à dériver par rapport au temps. Lorsqu'on augmente la variable indépendante τ d'un petit incrément $\Delta\tau$, on observe une variation Δu de la fonction étudiée, ainsi qu'une variation Δt de la variable dépendante t. La dérivée de u par rapport à τ est définie comme la limite vers laquelle tend l'expression suivante, lorsqu'on fait tendre l'incrément $\Delta\tau$ vers 0.

$$\frac{du}{d\tau} \;=\; \lim_{\Delta\tau\to 0}\frac{\Delta u}{\Delta\tau} \;=\; \lim_{\Delta\tau\to 0}\frac{\Delta u}{\Delta t}\,\frac{\Delta t}{\Delta\tau}$$

La difficulté vient de ce que les deux extrémités du bref intervalle de temps $\Delta\tau$ ne se situent pas exactement à la même date. Les unités de mesure en vigueur dans l'univers ne sont pas tout à fait les mêmes, et même elles évoluent au cours du processus de passage à la limite. Celui-ci doit donc se faire au moyen d'un algorithme tel que les trois incréments $\Delta\tau$, Δt et Δu décroissent conjointement vers 0. Pratiquement, il faut effectuer cette opération « en une seule fois » sur une expression préalablement explicitée en fonction de la seule variable τ.

Soyons en garde contre *ce qu'il ne faut pas faire*. L'erreur serait de supposer que l'opération de passage à la limite est associative par rapport à la multiplication, ce qui conduirait à écrire :

$$\left.\begin{aligned} \frac{du}{d\tau} &= \lim_{\Delta\tau\to 0}\left(\frac{\Delta u}{\Delta t}\times\frac{\Delta t}{\Delta\tau}\right) \\ &= \left(\lim_{\Delta\tau\to 0}\frac{\Delta u}{\Delta t}\right)\times\left(\lim_{\Delta\tau\to 0}\frac{\Delta t}{\Delta\tau}\right) \\ &= \frac{du}{dt}\times\frac{dt}{d\tau} \end{aligned}\right\}\quad \begin{array}{c}\textit{attention !}\\ \textit{raisonnement faux}\end{array}$$

Ce qu'il faut faire, c'est effectuer la multiplication avant de faire décroître τ, ce qui conduit à procéder en trois étapes.

La première étape consiste à expliciter l'expression entre parenthèses

$$\frac{du}{d\tau} = \lim_{\Delta\tau\to 0}\frac{\Delta\left(u\times\dfrac{\Delta t}{\Delta\tau}\right)}{\Delta t}$$

Désignons par u la valeur de la fonction étudiée, exprimée en fonction du temps apparent, et u_τ sa valeur en fonction du temps de référence :

$$u_\tau = u\times\frac{\Delta t}{\Delta\tau}$$

La deuxième étape est le calcul de la dérivée, dans l'espace-temps de référence. Les propriétés de la fonction exponentielle simplifient le calcul :

$$\frac{\Delta t}{\Delta\tau} = e^{-\tau/a}$$

$$v(\tau) \;=\; \frac{d\,u_\tau}{d\,\tau} \;=\; \lim_{\Delta\tau\to 0} \frac{\Delta\left(u \;\; e^{-\tau/a}\right)}{\Delta t}$$

$$= \frac{d}{d\,t}\left(u \;\; e^{-\tau/a}\right)$$

$$= \left(\frac{d\,u}{d\,t} - \frac{u}{a}\right) e^{-\tau/a}$$

La troisième étape est de revenir dans l'espace-temps apparent :

$$v \;=\; v_\tau \;\; e^{+\tau/a}$$

On trouve ainsi la dérivée $v(t)$ de la fonction $u(t)$:

dérivée par rapport au temps t

$$\boxed{v \;=\; \frac{d\,u}{d\,t} - \frac{u}{a}}$$

Ainsi la fonction dérivée comporte deux termes, alors que la physique traditionnelle ignore l'existence du deuxième terme $-u/a$. Si l'on dérive cette fonction *v* par la même méthode on trouve la dérivée seconde *w* qui représente *« l'accélération du processus »* caractérisé par la fonction *u* :

dérivée seconde par rapport au temps t

$$\boxed{w \;=\; \frac{d^2 u}{d\,t^2} - \frac{2}{a}\frac{d\,u}{d\,t} + \frac{u}{a^2}}$$

-

À nouveau, il y a des termes inconnus de la physique classique.

C'est le terme u/a^2 qui explique l'irréversibilité par rapport au temps du processus physique représenté par la grandeur *u*. Cette composante de l'accélération n'est due qu'à la non-linéarité du temps. Elle existe même dans le cas d'un processus physique stable, qui n'est soumis à aucune action extérieure tendant à modifier son équilibre.

2.7 Deux notions distinctes : la vitesse angulaire et la vitesse de rotation.

Avant d'aborder les lois de la gravitation, il est nécessaire de préciser deux notions qui sont souvent confondues de nos jours : la *vitesse angulaire* et la *vitesse de rotation*.

Reprenons la formule suivante, qui était déjà utilisée dans la note sur l'espace-temps évolutif, mais en essayant de mieux la commenter :

$$\boxed{\frac{d\theta}{dt} = \frac{|\omega|}{\eta}}$$

La *vitesse angulaire* $d\theta/dt$ est un scalaire utilisé pour décrire le mouvement d'un objet dans un référentiel. Par exemple la période de révolution d'un satellite géostationnaire, égale à celle de la terre, est de 1 jour sidéral soit 86 164, 09 secondes légales. C'est cette vitesse angulaire de 1 tour par jour sidéral, soit 7,2921159 10^{-5} radian/seconde, qui est observée dans un référentiel dont l'origine est située au centre de la terre. Mais si l'on choisissait un autre référentiel, par exemple si l'on plaçait l'observateur fictif dans le soleil ou sur Mars, la vitesse angulaire mesurée pour ce même satellite serait différente, puisque sa trajectoire serait vue sous un angle différent et à une distance différente.

La *vitesse de rotation* $\vec{\omega}$, par contre, est indépendante du référentiel, car elle forme une classe de vecteurs équipollents. Elle est la même, en grandeur et en direction, quel que soit le point d'observation, au centre de la terre, dans le soleil, sur Mars ou n'importe où ailleurs. Dans notre formule algébrique, $|\omega|$ est le module du vecteur $\vec{\omega}$.

Ainsi, nous utilisons deux concepts différents :

> *Les vitesses angulaires sont différentes selon le référentiel dans lequel elles sont mesurées.*
>
> *Les vitesses de rotation sont indépendantes du référentiel.*

Dans le passé, on a commis l'erreur de confondre ces deux notions et l'on a inconsidérément affecté à la vitesse de rotation de la terre la même valeur qu'à la vitesse angulaire. Cela ne se remarquait pas puisque tous les expérimentateurs, sauf sans doute Léon Foucault, raisonnaient dans un repère géocentré. Mais en fait rien ne justifiait de choisir un point particulier, le centre de la terre, pour faire coïncider les valeurs de deux grandeurs qui sont différentes partout ailleurs dans l'univers. Ce choix malencontreux a imposé une contrainte inutile au système des unités de mesure et a été la cause d'incohérences entre les différentes branches de la physique.

Partons de la considération suivante :

> *Nous avons besoin de comparer entre eux tous les objets tournant librement, en considérant chacun d'eux comme un gyroscope isolé dans l'espace, indépendamment de l'endroit où il se trouve. C'est sur les vitesses de rotation que cette comparaison peut se faire.*
>
> *La même grandeur doit caractériser aussi bien la rotation des astres que la pulsation de l'onde associée aux particules.*

L'idée est de caractériser chaque objet par la somme vectorielle de toutes les rotations auxquelles il est soumis. Dans le cas de la terre, il y a la rotation journalière $\vec{\omega}_T$ autour de l'axe des pôles, la rotation annuelle $\vec{\omega}_S$ de la terre autour d'un axe passant par le soleil, la rotation $\vec{\omega}_G$ du soleil autour d'un axe passant par le centre de la galaxie, etc. La rotation propre de la terre est :

$$\vec{\omega} = \vec{\omega}_T + \vec{\omega}_S + \vec{\omega}_G + \ldots.$$

La terre est un gyroscope qui tourne autour du vecteur $\vec{\omega}$ et non pas autour de l'axe des pôles $\vec{\omega}_T$ comme on serait spontanément porté à le croire, ces deux axes faisant entre eux un angle d'environ 4 minutes. Ce sont les angles dièdres autour de cet axe $\vec{\omega}$ qu'il convient de mesurer pour que les vitesses angulaires soient égales aux modules des vitesses de rotation. Ceux-ci s'ajoutent alors algébriquement.

$$\left|\vec{\omega}\right| = \left|\vec{\omega}_T\right| + \left|\vec{\omega}_S\right| + \left|\vec{\omega}_G\right| + \ldots$$

Cette valeur est différente de celle de la vitesse angulaire mesurée dans un repère géocentrique. Entre les deux, il faut apporter un facteur de correction η.

$$\eta = \frac{\left|\vec{\omega}_{\mathrm{T}}\right| + \left|\vec{\omega}_{\mathrm{S}}\right| + \left|\vec{\omega}_{\mathrm{G}}\right| + \ldots}{\left|\vec{\omega}_{\mathrm{T}}\right|}.$$

$|\vec{\omega}_{\mathrm{T}}|$ vaut un tour par jour sidéral (7, 292 115 9 10^{-5} rd/s).

$|\vec{\omega}_{\mathrm{S}}|$ vaut un tour par année sidérale. (1, 990 986 6 10^{-7} rd/s)

$|\vec{\omega}_{\mathrm{G}}|$ est négligeable

Si l'on néglige $\vec{\omega}_{\mathrm{G}}$ et les vitesses de rotation suivantes la valeur de η est égale au rapport des durées du jour tropique et du jour sidéral. Tout se passe comme si, dans la physique actuelle qui omet le facteur η, on mesurait les vitesses angulaires avec l'unité de temps tropique et les vitesses de rotation avec l'unité de temps sidérale. La formule proposée permet d'utiliser la même unité de mesure dans les deux cas, la seconde légale. Il faut bien sûr prendre une valeur de ω différente de $\vec{\omega}_{\mathrm{T}}$:

$|\vec{\omega}|$ vaut un tour par jour tropique (7,31208106 10^{-5} rd/s)

Dans ces conditions la valeur de η est :

$$\eta = 1{,}002\,737\,91$$

3

LA COMPOSITION DES ACCÉLÉRATIONS ET DES QUANTITÉS DE MOUVEMENT

Dans ce chapitre nous allons étudier la composition des accélérations et des quantités de mouvement, dans le but de montrer qu'il existe des référentiels particuliers dans lesquels les lois de la gravitation se simplifient.

3.1 Le déplacement des objets en mouvement libre.

Les deux lois que nous allons énoncer dans ce paragraphe sont les foncements de la cinématique, dans l'univers qui se contracte. Nous énoncerons une troisième loi au paragraphe 3.5.

Nous nous intéressons à des objets physiques, astres ou projectiles, qui se trouvent sur ce qu'on appelle communément des trajectoires « inertielles ». Mais nous ne voulons plus utiliser ce terme, car nous ne faisons plus appel au principe d'inertie ; nous préférons dire que ces objets sont *en mouvement libre.* Nous entendons par là qu'ils ne subissent aucune accélération ni aucune contrainte dues à un phénomène physique connu, quel qu'il soit. Leur mouvement ne peut être influencé que par un phénomène non observable affectant l'espace sous-jacent. Ce phénomène, c'est la déformation de l'espace dont nous avons rappelé au chapitre 2.3 qu'elle est universelle, homogène et isotrope.

Cette loi cachée n'affecte que les déplacements longitudinaux des points de l'espace les uns par rapport aux autres, par exemple les points O et P_0 de la *figure 2.* Toute accélération transverse serait contraire à l'isotropie de l'univers.

Puisque l'objet P qui passe par le point P_0 est en mouvement libre, la seule accélération qu'il subit est celle du point P_0 lui-même. Or celle-ci est orientée vers le point d'observation O. L'énoncé suivant, qui découle directement du modèle d'espace-temps évolutif proposé, est donc notre point de départ :

> *L'accélération d'un objet isolé dans l'espace est égale à celle du point de l'espace où il se trouve.*
>
> *Elle est orientée vers l'origine du référentiel*

Examinons d'abord le déplacement transverse de l'objet autour du point O.

La *figure 3* représente deux positions de l'objet P.

– P_0 est le point où il se trouve à l'instant $t = 0$ pris comme origine,

– P_2 est celui où il se trouve un bref instant t plus tard.

Contrairement à la *figure 2*, celle-ci est tracée dans l'espace-temps apparent, celui auquel nous sommes habitués.

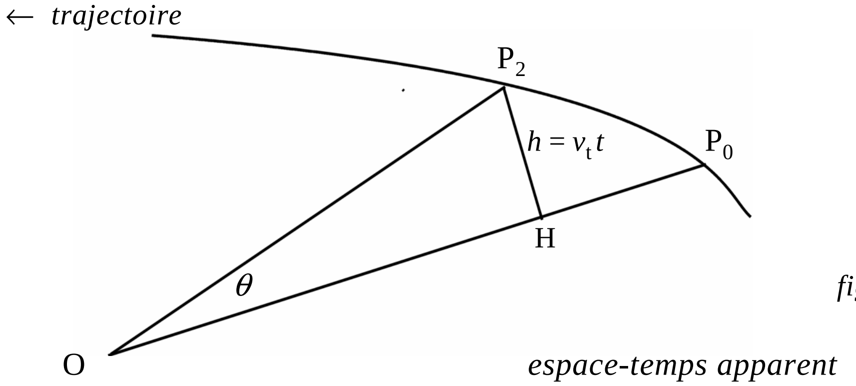


figure 3

Attention ! Cette figure n'est pas nécessairement plane, Nous allons raisonner dans le plan défini par trois points OP_0P_2, mais la trajectoire n'y est pas forcément contenue. Lorsque P passe de P_0 à P_2, le plan OP_0P qui le contient peut tourner autour de OP_0.

La direction du déplacement P_0P_2 est quelconque par rapport au rayon vecteur $\vec{r} = OP_0$. Projetons orthogonalement le point P_2 en H sur OP_0. Nous avons le droit de faire cette projection à angle droit, à condition d'accepter une contrainte, celle de rester dans l'espace-temps apparent pour la suite du même raisonnement. En effet cet angle de sommet H n'aurait pas la même valeur dans l'espace-temps de référence. Rappelons que seuls les angles de sommet O se conservent dans les deux espace-temps.

Le déplacement apparent de l'objet comporte une composante radiale P_0H et une composante transverse $h = HP_2$ dont la valeur, puisqu'il n'y a pas d'accélération transverse, reste proportionnelle au temps *t.* On peut calculer la valeur de la vitesse transverse v_t lorsque P_2 est très voisin de P_0 :

$$h = v_t t \qquad \text{avec} \qquad v_t = r \frac{d\theta}{dt} = r \frac{\omega}{\eta}$$

Le coefficient η est introduit dans cette formule, comme cela a été rappelé au paragraphe 2.7, car les *vitesses angulaires* $d\theta/dt$ sont usuellement mesurées en utilisant l'unité de temps tropique, alors qu'il convient ici d'utiliser les *vitesses de rotation* ω mesurées avec l'unité de temps sidérale.

Il est intéressant de considérer la surface du triangle OP_0P_2 dont la base est $OP_0 = r$ et la hauteur $HP_2 = v_t\, t$. Elle varie proportionnellement au temps :

$$s \;=\; At \;=\; \frac{1}{2}\, r^2\, \frac{\omega}{\eta}\, t$$

Cette valeur s est une valeur approchée par défaut de la surface du secteur balayé par le rayon vecteur OP pendant la durée t. À la limite, pour une durée t infiniment petite, les surfaces du triangle et du secteur sont égales. Le facteur A est appelé *vitesse aréolaire*. Sa valeur est la moitié du moment du vecteur vitesse $\vec{v}$ par rapport à O, lui-même appelé *constante des aires* :

$$A \;=\; \frac{1}{2}\, r^2\, \frac{\omega}{\eta}$$

Ce raisonnement est valable au voisinage du point P_0 pour n'importe quelle trajectoire. Lorsque nous raisonnerons sur le cas particulier d'une trajectoire plane, nous retrouverons la loi des aires (2ème loi de Kepler), mais pour le moment nous raisonnons en valeur instantanée à l'instant $t = 0$ et nous notons seulement que A ne dépend que de r et de ω.

première loi du mouvement libre :

la loi de la vitesse aréolaire

La vitesse aréolaire d'un objet en mouvement libre, autour du point d'observation, est indépendante de la vitesse radiale.

Sa valeur est donnée par la formule suivante :

$$A \;=\; \frac{1}{2}\, r^2\, \frac{\omega}{\eta}$$

Examinons maintenant le déplacement radial de l'objet P *vers* O.

Il est dû à deux causes, la composante radiale de sa vitesse $\vec{v}_R$ à l'instant origine et l'accélération $\vec{g}_P$ due la contraction de l'espace. On peut traiter séparément ces deux causes à condition de s'intéresser non pas aux vitesses, mais aux accélérations, qui ont la propriété de s'ajouter. L'objet qui passe par le point P_0 à l'instant initial peut avoir une direction et une vitesse $\vec{v}$

quelconque, résultant de son mouvement antérieur. Par contre notre hypothèse est que l'accélération $\vec{g}_P$ est la même pour tous les objets. On peut donc la calculer en examinant n'importe quelle trajectoire particulière.

Le plus simple est de considérer le cas d'un objet en orbite circulaire, avec une vitesse radiale nulle. Reprenons donc la *figure 1*, celle qui représente la rotation de la lune autour de la terre. Sur un bref intervalle de temps *t*, l'objet passe du point P_0 à un point P_1 du même cercle de rayon $r = OP_0$ tandis que le rayon vecteur tourne à la vitesse angulaire ω / η. La projection de la distance OP_1 sur le segment OP_0 est :

$$r \cos \frac{\omega}{\eta} t$$

La composante radiale du rapprochement est donc

$$P_0F = -r\left(1 - \cos \frac{\omega}{\eta} t\right)$$

Cherchons dans l'espace-temps apparent quelle est l'accélération g qui produit ce déplacement pendant le temps t :

$$\frac{1}{2} g_P t^2 = -r\left(1 - \cos \frac{\omega}{\eta} t\right)$$

Développons en série la fonction cosinus et conservons seulement le terme de plus faible degré :

$$\cos \omega t = 1 - \frac{\omega^2 t^2}{\eta^2 \; 2!} + \frac{\omega^4 t^4}{\eta^4 \; 4!} - \dots$$ *(dans l'espace-temps apparent)*

$$\frac{1}{2} g_P t^2 = - r \frac{\omega^2 t^2}{\eta^2 \; 2!}$$

Au facteur η près qui est inconnu de la physique traditionnelle, nous retrouvons bien évidemment, la valeur usuelle de l'accélération centripète, qui est constante dans le cas de l'orbite circulaire.

Deuxième loi du mouvement libre :

la loi de l'accélération centripète

> *L'accélération en mouvement libre est dirigée vers le point d'observation ; elle est indépendante de la vitesse radiale.*
>
> *Sa valeur est donnée par la formule suivante :*
>
> $$g_{\mathrm{P}} = -\frac{1}{\eta^2}\, r\, \omega^2$$

Nous sommes maintenant en mesure de rechercher la cause des phénomènes de gravitation.

Revenons au paradoxe des accélérations, énoncé au paragraphe 1.2, en raisonnant, pour simplifier l'exposé, sur une orbite plane et un mouvement circulaire uniforme. Comment se fait-il que l'accélération centripète g_{P} n'entraîne pas de rapprochement de l'objet P ? En examinant attentivement la *figure 1*, on peut assez facilement corriger une erreur que Newton avait commise. Il avait admis à tort que le segment de droite TP_1 correspondait à une chute libre en direction de O, bien que la distance OP_1 restât constante. Il avait donc fait l'hypothèse que *la cause de l'accélération centripète g_{P} était un phénomène physique*, la loi de la chute des corps. Mais nous remarquons ceci : si l'observateur posté en O s'avisait de tourner sur lui-même pour faire face en permanence à l'objet P, il ne verrait pas cet objet tomber. À tout instant il assisterait au départ d'une nouvelle chute libre, qui ne se poursuivrait jamais. En fait c'est le déplacement du point F selon le segment de droite $\mathrm{P}_0\mathrm{F}$ qui est uniformément accéléré. Heureusement cette erreur vénielle n'a pas eu de conséquences sur la valeur de l'accélération centripète g_{P} puisque celle-ci n'est définie que comme une limite lorsque, par la pensée, on fait tendre l'un vers l'autre les points P_1 et P_0. Cette limite est la même pour nous et pour Newton, mais la conception de l'univers que nous proposons est différente de la sienne. Ce que nous affirmons, c'est que *l'accélération est une grandeur caractéristique de la courbure de la trajectoire*, telle qu'elle est observée depuis le point O. Elle n'a pas de signification mécanique, et en particulier elle n'a rien à voir avec la loi de la chute des corps. Sa cause se situe ailleurs.

Dans un cas comme dans l'autre, il faut expliquer pourquoi la distance $r = \mathrm{OP}$ est indépendante de l'accélération. Dans le cadre de la mécanique newtonienne on considère que l'accélération centripète g_{P} est *exactement* compensée, en vertu du principe d'inertie, par une accélération centrifuge de même valeur et de direction opposée, mais nous récusons ce principe qui n'est pas nécessaire. Pour nous cette accélération est bien la cause sur un court laps de temps *t* du déplacement du point F, donc d'un rapprochement des points P et O. Mais ce déplacement est *exactement* compensé par la contraction de l'espace sur le même laps de temps.

Les lois de la gravitation, tout comme les autres lois physiques, trouvent leur explication dans ce que nous appelons l'espace-temps *« de référence »* $\mathscr{E}_0$ qui est une métrique de l'univers *doté d'un système d'unités physiques fixes*, contrairement à l'espace-temps *« apparent »* $\mathscr{E}$ qui est une métrique de l'univers *utilisant un système d'unités physique fonction de la date.* Rappelons que l'accélération et la vitesse de rotation, parce que ce sont des grandeurs de classe +1, présentent à chaque instant la même valeur dans l'espace-temps *« apparent »* et dans l'espace-temps *« de référence »*.

Considérons le cas particulier d'une orbite circulaire de rayon r_0 parcourue autour d'un point O avec une vitesse de rotation constante ω_0. Ces grandeurs r_0 et ω_0 évoluent en réalité selon des lois exponentielles, en sorte que, si l'on pouvait se placer dans l'espace-temps de référence, on verrait l'objet P « tomber » vers le point O suivant une spirale logarithmique, régie par les relations suivantes :

$$r(\tau) = r_0 \, e^{-\tau/a} \qquad \omega(\tau) = \omega_0 \, e^{+\tau/a}$$

dans l'espace-temps de référence

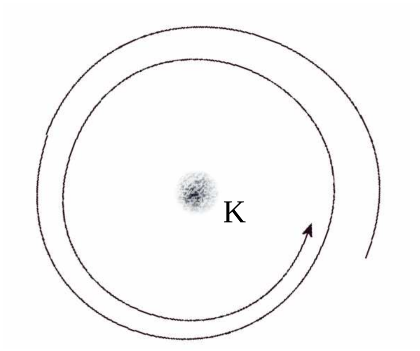


figure 4

C'est cette vitesse de rotation croissante, comparable grossièrement à celle des masses d'air autour d'un centre de basse pression atmosphérique, qui explique l'entretien du mouvement des astres. En effet, *il n'y a dans l'univers qu'une seule cause de l'entretien des phénomènes physiques, la diminution constante et universelle des durées,* à laquelle correspond une augmentation constante et universelle des vitesses de rotation. Remarquons que le produit $y = r\,\omega$ reste constant dans le temps : c'est la *giration*, dont la valeur est égale à la vitesse transverse.

C'est la contraction de l'univers qui est le moteur du mouvement des astres.

3.2 La caractérisation des référentiels.

Repartons du fait que l'accélération d'un objet isolé est égale à celle du point de l'espace où il se trouve. Du fait de l'isotropie de l'espace, sa valeur est la même pour tous les points situés à une même distance r de l'origine O du référentiel. Les accélérations de tous les points de l'espace constituent un champ de vecteurs avec des surfaces équipotentielles sphériques, centrées sur O et des tubes de force convergeant en O. Il existe donc un flux conservatif Φ_{O}, que nous appelons *flux gravifique* et dont nous verrons plus loin la signification physique :

$$\boxed{\Phi_{\mathrm{O}} = 4\pi r^2\, g_{\mathrm{P}}}$$

définition du flux gravifique

Nous pouvons porter dans cette formule la valeur de l'accélération centripète :

$$g_{\mathrm{P}} = -\frac{1}{\eta^2}\; r\;\omega^2$$

Nous trouvons :

$$\Phi_{\mathrm{O}} = \frac{4\pi}{\eta^2}\; r^3\,\omega^2$$

Ainsi, il suffit à l'observateur placé au point O de connaître *un seul* point $[r;\omega]$ de la trajectoire d'*un seul* objet P, pour déterminer la valeur de Φ_{O} qui caractérise tout le référentiel.

caractérisation d'un référentiel

Tout référentiel est caractérisé par une valeur particulière du flux gravifique Φ_{O}, valable pour tous les points $(r;\omega)$ des trajectoires de tous les objets en mouvement libre.

$$\Phi_{\mathrm{O}} = \frac{4\pi}{\eta^2}\; r^3\,\omega^2$$

Nous démontrons ainsi, en ne nous fondant que sur des considérations géométriques, qu'il existe autour de n'importe quel point O de l'espace un champ de vecteurs accélérations caractérisé par une valeur particulière Φ_O .du flux gravifique. La seule condition pour observer ce champ est d'utiliser le point O comme origine d'un référentiel, ce qui suppose qu'on sache l'identifier et connaître son déplacement dans l'espace. Pour cela il n'y a pas d'autre solution que de se repérer par rapport aux objets avoisinants. Si l'on ne dispose d'aucun critère particulier, on fera un peu n'importe quoi. On décidera par exemple de prendre pour origine O le point symétrique d'un astre par rapport à un autre, ou bien le centre du triangle formé par trois astres. On pourra aussi placer l'origine sur un objet en mouvement libre dans l'espace, par exemple une sonde spatiale. Les possibilités sont innombrables. *Nous ne pouvons donc que rejeter la mécanique newtonienne pour laquelle les champs de forces n'existent qu'autour des objets pesants.* Les champs d'accélérations existent partout.

Mais en fait, nous sommes bien en peine de prévoir la valeur de Φ pour un référentiel quelconque. Nous savons qu'*elle n'est pas imposée de façon simple par les propriétés de l'espace* puisqu'elle diffère d'un référentiel à un autre alors que l'espace, selon l'une de nos hypothèses, est homogène. Nous comprenons aussi qu'*elle ne découle pas de façon simple de la position des objets physiques avoisinants*, puisque ces objets sont répartis de façon irrégulière dans l'espace alors que le flux gravifique est isotrope. Force est d'admettre que ce flux est un artefact induit par le fait d'observer ce qui se passe depuis un point particulier.

La question que nous nous posions était celle-ci :

– *Y a-t-il des référentiels particuliers pour lesquels les lois de la gravitation se simplifient ?*

Elle prend maintenant une forme plus précise ;

– *Y a-t-il des référentiels dont nous sachions calculer le flux gravifique ?*

3.3 La composition des accélérations.

Nous observons un ensemble d'objets pesants existant réellement et nous nous demandons quel peut être le meilleur référentiel pour décrire leurs mouvements, c'est-à-dire celui qui conduit aux calculs les plus simples. Que la matière soit distribuée dans l'espace de façon continue ou discontinue, il faut de toute façon en repérer chaque élément par sa position et sa vitesse, ce qui n'est possible que si l'on utilise déjà un référentiel. Nous devons nécessairement procéder en deux temps ; d'abord repérer provisoirement les objets dans un référentiel O choisi plus ou moins arbitrairement ; ensuite définir le nouveau référentiel K qui conviendra à des calculs plus poussés.

Mais, avant même de prendre en compte les caractéristiques des objets, examinons comment peut se faire le passage d'un référentiel à un autre.

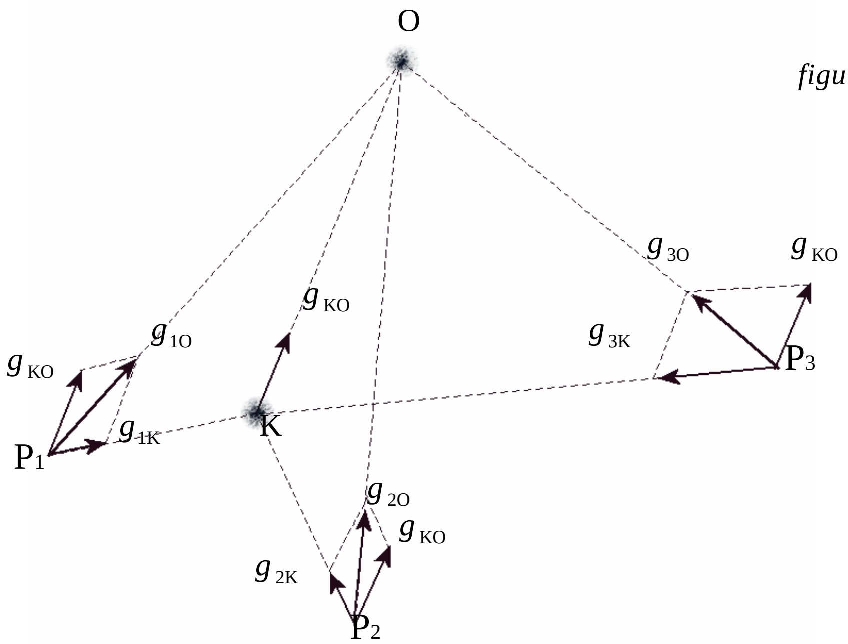


figure 5

Considérons à un instant donné un certain nombre de points P_i repérés dans le référentiel provisoire O. Les accélérations $\vec{g}_{i\mathrm{O}}$ des différents points convergent vers cette origine O.

Choisissons maintenant un autre point K qui subit lui-même une certaine accélération $\vec{g}_{\mathrm{KO}}$ en direction de O et prenons-le comme origine d'un nouveau référentiel. À ce stade du raisonnement nous pouvons prendre n'importe quel point K dans l'espace et n'importe quelle accélération.

Puisque les accélérations obéissent aux règles du calcul vectoriel, on peut décomposer l'accélération $\vec{g}_{i\mathrm{O}}$ de chacun des points P_i en une composante égale et parallèle à $\vec{g}_{\mathrm{KO}}$ et une autre composante $\vec{g}_{i\mathrm{K}}$.

$$\vec{g}_{i\mathrm{O}} = \vec{g}_{\mathrm{KO}} + \vec{g}_{i\mathrm{K}}$$

C'est l'ensemble du nouveau référentiel qui subit l'accélération $\vec{g}_{\mathrm{KO}}$. Au moment où l'on place un observateur fictif au point K, on le soumet lui-même à cette accélération $\vec{g}_{\mathrm{KO}}$. On le met dans une situation telle qu'il ne peut observer que les composantes $\vec{g}_{i\mathrm{K}}$. On s'attendrait à ce que ces composantes soient orientées dans des directions variées. Et bien non ! Nous avons déjà démontré que, dans un espace homogène, les accélérations sont toujours dirigées vers le point d'observation. *Les accélérations* $\vec{g}_{iK}$ *convergent vers* K.

Remarquons que l'observateur situé en K observe également une accélération $\vec{g}_{\mathrm{OK}} = -\vec{g}_{\mathrm{KO}}$ du point O vers lui. Les référentiels d'origine O et d'origine K sont accélérés l'un vers l'autre de façon symétrique. Chacun des deux observateurs est en droit de raisonner dans le champ d'accélérations qui correspond à son propre référentiel, et d'ignorer l'autre. La *figure 3* donne une idée fausse de cette situation, parce qu'il est impossible de représenter sur une même feuille de papier les deux champs d'accélérations Φ_{O} et Φ_{K}, dotés de surfaces équipotentielles sphériques centrées pour l'un sur le point O, pour l'autre sur K.

Bien sûr cela ne marche que parce que nous avons délibérément utilisé un champ de vecteurs $\vec{g}_{\mathrm{KO}}$ équipollents. Les référentiels O et K sont tous deux galiléens, et les lois de la cinématique énoncées au paragraphe 3.1 s'appliquent dans chacun des deux.

> *Les lois de la cinématique s'appliquent dans tous les référentiels galiléens, même s'ils sont accélérés les uns par rapport aux autres.*

L'observateur situé en K constate l'existence d'une accélération entre son propre référentiel et le référentiel O, mais il ne peut pas savoir s'il subit lui-même cette accélération, O restant immobile, ou bien s'il reste lui-même immobile, O étant accéléré. Cette question n'a d'ailleurs pas de sens tant que nous ne savons pas choisir dans l'espace un point qui puisse valablement être considéré comme fixe.

Nous retrouvons ici, avec un vocabulaire renouvelé, l'intuition de départ de la théorie de la relativité générale. Remarquons en effet que notre raisonnement est le même, à un point près, que celui par lequel Albert Einstein présentait le postulat de la relativité générale. On peut s'en convaincre en relisant le chapitre 20 de son livre sur *la théorie de la relativité restreinte et générale* (en français chez Gauthier-Villars 1976 et dans la petite bibliothèque Payot 1976). Einstein imaginait une immense boîte de la forme d'une chambre, à laquelle correspond sur notre figure l'ensemble des points P_i à l'intérieur de laquelle se trouvait un observateur K muni d'appareils. À l'extérieur de la boîte, au point O de notre figure, se trouvait un autre être qui tirait sur la boîte au moyen d'une corde avec une force constante, proportionnelle à notre accélération $\vec{g}_{\mathrm{KO}}$. Remarquant la corde tendue accrochée au toit de la boîte, l'homme situé en K était en droit d'imaginer que celle-ci la maintenait immobile dans un champ de gravitation. « *Nous pouvons*, écrivait Einstein, *considérer la boîte comme immobile, même si elle est accélérée relativement à « l'espace de Galilée » que nous avons d'abord considéré. »*

La différence entre le raisonnement d'Einstein et le nôtre est qu'il considérait des champs de forces alors que nous nous intéressons aux champs d'accélérations. Il se devait de respecter l'égalité entre la force d'attraction exercée par l'homme O au moyen de la corde et la force due au champ de gravitation imaginé par l'homme K, ce qui le conduisit à admettre l'égalité de la masse pesante et de la masse inerte. Pour conserver l'image, disons qu'Einstein devait assurer l'égalité des forces aux deux extrémités de la corde tendue. Pour nous, rappelons-le, il n'y a pas de cordes reliant les astres, ni de forces. La combinaison des vecteurs accélérations ne nécessite aucun recours à la notion de masse.

> *Le postulat de la relativité générale est un énoncé purement géométrique, indépendant de la masse des objets.*

3.4 La notion de masse.

Le postulat de la relativité générale nous autorise ainsi à changer librement de référentiel, donc à chercher s'il en existe certains dans lesquels les calculs sur les objets pesants se simplifient. Nous allons bien sûr caractériser les objets par leur masse, mais, avançons prudemment, nous devons d'abord vérifier la validité de cette notion, qui intervient de deux façons en physique.

D'une part les physiciens se sont attachés à définir des *quantités de matière*. Pour cela ils ont choisi un objet particulier comme unité de masse et ils ont appris à comparer les masses entre elles au moyen de balances. Ils ont vérifié que les masses sont constantes et qu'elles s'additionnent ou se soustraient selon les lois de l'arithmétique. Ils ont appris à comparer une quantité donnée d'un composé chimique à la masse molaire de ce même composé. Ils savent étalonner des dynamomètres et des pendules de torsion. Depuis Sir Henry Cavendish ils savent même mesurer la masse qui, selon la loi de Newton, est responsable de la pesanteur terrestre. Mais tout cela se fait de façon statique en faisant agir des objets matériels les uns sur les autres, autrement dit en appliquant des forces et des couples mécaniques à des couteaux de balance et à des fils de torsion. Aucun des appareils utilisés ne permet de mesurer les prétendues « forces de gravitation » qui s'appliqueraient aux objets en mouvement libre dans l'espace.

Par ailleurs les physiciens ont étudié les *trajectoires des objets isolés dans l'espace*. Ils ont ainsi découvert l'accélération de la pesanteur, qui gouverne le mouvement des objets en chute libre et celui des astres. Or pour faire le lien entre la masse de la terre et l'accélération à laquelle est soumise une pomme tombant d'un arbre, il faut nécessairement connaître la loi de la chute des corps. Que va-t-il se passer si nous proposons une loi différente de celle que Newton utilisait ? Pour lui, la pesanteur était proportionnelle à un certain scalaire m_G qu'il croyait être la masse de la terre, avec un certain coefficient de proportionnalité $\mathscr{G}$ appelé *constante universelle de la gravitation*. Pour nous elle est proportionnelle à un certain scalaire Φ, le flux gravifique dans un certain référentiel lié à la terre, choisi selon des règles que nous préciserons plus loin. Dans le cas général, la valeur de l'accélération n'est pas rigoureusement la même.

Effectuons la comparaison dans le cas d'un astre à symétrie sphérique isolé dans l'espace. Ce cas est intéressant car c'est le seul qui permette de comparer les deux théories. On démontre que le champ de forces newtonien qui l'entoure est le même que si toute la masse était concentrée au centre géométrique de l'astre. De même notre champ d'accélération est le même que si toute la masse était concentrée au centre cinétique, qui se confond dans ce cas avec le centre géométrique de l'astre.

Les deux formulations sont donc établies autour du même point :

loi de Newton	*nouvelle formulation*
$g_P = -\mathscr{G}\,\dfrac{m_G}{r^2}$	$g_P = \dfrac{\Phi}{4\pi r^2}$

Remarque : On peut s'étonner de ne pas voir le facteur 4π dans la formulation de la loi de Newton. Il a été introduit implicitement dans la valeur numérique de la constante $\mathscr{G}$.

Nous sommes dans ce cas précis en mesure de comparer les flux gravifiques et les masses :

$$\boxed{\Phi = -4\pi\,\mathscr{G}\,m_G}$$

Cette relation est en fait une définition de la masse m_G. Dans l'étude d'un objet en mouvement libre, nous partons de l'analyse de sa trajectoire, observée dans un référentiel particulier O, pour déterminer le flux gravifique Φ_O de ce référentiel, puis, connaissant la constante universelle de la gravitation $\mathscr{G}$, en déduire une certaine valeur m_G, que nous appelons *masse gravifique*.

Il faut bien remarquer que la notion de masse n'est plus celle d'où nous sommes partis. Nous n'en sommes plus à *mesurer des quantités de matière* sur des trébuchets d'apothicaire. Nous en arrivons à *affecter une masse à n'importe quel référentiel*, même si aucune matière n'est localisée à son point origine. Qui plus est, nous verrons bientôt, en raisonnant sur un référentiel contenant un seul astre, que *cette masse gravifique m_G n'est pas la masse propre de l'astre*.

3.5 Le centre cinétique d'un système de masses.

Il est utile d'expliciter une notion dont on ne parle jamais, mais qu'on utilise implicitement sans même y prêter attention, celle de *système de masses*.

> *Un système de masses est un ensemble d'objets pesants sur lesquels on veut appliquer les lois de la gravitation en négligeant la présence du reste de l'univers.*

En astronomie on aborde couramment les problèmes de cette façon. Par exemple on étudie l'orbite des satellites artificiels de la terre sans tenir compte de la présence de la lune et du soleil. Ou alors on décrit les mouvements relatifs de la terre et de la lune en négligeant l'influence du soleil. On examine ainsi les problèmes en considérant des systèmes de masses différents, l'un excluant la lune, l'autre l'incluant. Or l'expérience montre que les lois de la gravitation s'appliquent dans chaque cas. La question est de savoir si cette pratique est valable en toute rigueur.

Pour simplifier l'exposé, nous allons faire l'hypothèse, qui n'est pas absolument nécessaire, que chacun de ces objets est un *solide indéformable en mouvement libre dans l'espace*. Les astres ne répondent généralement pas exactement à cette condition puisqu'ils sont le siège de déplacements de matière et de déformations, telles les marées pour la terre, qui trahissent des actions mécaniques internes. Mais la théorie s'applique aussi à des solides déformables à la condition de tenir compte des mouvements relatifs de leurs parties.

Nous allons nous intéresser aux *quantités de mouvement* (ou *impulsions*) des objets constituant le système de masses. Nous savons en effet que ces grandeurs se combinent vectoriellement et que leur somme dans le système est constante, même si les objets se heurtent les uns les autres ou éclatent en fragments.

Appelons $\vec{p}_{i\mathrm{O}}$ la quantité de mouvement d'un objet particulier P_i observé dans un référentiel d'origine O. Elle est le produit de deux facteurs, la masse m_i propre à l'objet, et la vitesse $\vec{v}_{i\,\mathrm{O}}$ qui dépend du référentiel dans lequel elle est mesurée. Il n'y a pas lieu d'appliquer la transformation de Lorentz, puisqu'on admet que tout l'univers, et donc les points O et P_i considérés, sont soumis au même écoulement du temps.

$$\vec{p}_{i\mathrm{O}} \quad = \quad m_i\,\vec{v}_{i\,\mathrm{O}}$$

On appelle *résultante cinétique du système au point* O la somme $\sum \vec{p}_{iO}$ de toutes les quantités de mouvement. Remarquons que *c'est en effectuant cette sommation qu'on définit le système de masses.* En effet on choisit les objets P_i qui doivent en faire partie, en décidant librement, par exemple, d'y inclure la terre et la lune mais pas le soleil.

$$\vec{p}_{\mathrm{O}} \;=\; \sum \vec{p}_{i\mathrm{O}} \;=\; \sum m_i \, \vec{v}_{i\mathrm{O}}$$

Restons pour le moment dans le même système de masses et voyons ce qui se passe si l'on cherche la résultante cinétique $\vec{p}_{\mathrm{K}}$ en un point K différent de O. Puisque les quantités de mouvement obéissent aux règles du calcul vectoriel, ce qui ne serait pas le cas des vitesses, nous pouvons écrire la quantité de mouvement d'un objet particulier P_i comme la résultante de deux vecteurs :

$$\begin{aligned} \vec{p}_{i\mathrm{K}} \;&=\; m_i \; \vec{v}_{i\mathrm{K}} \\ &=\; m_i \; \vec{v}_{i\mathrm{O}} \;-\; m_i \; \vec{v}_{\mathrm{KO}} \end{aligned}$$

La *résultante cinétique du système au point* K est la somme des vecteurs $\vec{p}_{i\mathrm{K}}$:

$$\begin{aligned} \vec{p}_{\mathrm{K}} \;&=\; \sum (m_i \; \vec{v}_{i\mathrm{O}}) \;-\; \left(\sum m_i\right) \vec{v}_{\mathrm{KO}} \\ &=\; \vec{p}_{\mathrm{O}} \;-\; \left(\sum m_i\right) \vec{v}_{\mathrm{KO}} \end{aligned}$$

Il existe un point particulier K pour lequel la résultante cinétique est nulle. C'est le *centre cinétique du système de masses* dont voici deux propriétés :

I *la localisation du centre cinétique*

L'observateur placé en un point quelconque O *est en mesure de déterminer la position du centre cinétique* K *au moyen de la relation :*

$$\sum (m_i \; \vec{v}_{i\mathrm{K}}) \;=\; \left(\sum m_i\right) \vec{v}_{\mathrm{KO}}$$

La quantité de mouvement du système de masses est égale à celle de son centre cinétique K *où serait concentrée toute la masse* $\sum m_i$ *.*

L'observateur situé au centre cinétique K *constate que la somme des quantités de mouvement des objets qui l'entourent est nulle :*

$$\vec{p}_{\mathrm{K}} \quad = \quad 0$$

Il est en droit de se considérer lui-même comme immobile et de prétendre que ce sont ces objets qui gravitent autour de lui.

C'est cette propriété qui simplifie l'étude des mouvements des astres.

Supposons d'abord que l'origine du référentiel, où est posté l'observateur fictif, soit un point mobile O, qui occupe une position O_0 à l'instant initial. À cet instant précis, l'objet P passe par le point P_0 avec une certaine vitesse $\vec{v}_0$. Puisqu'il n'est soumis à aucune accélération transverse, sa trajectoire va se poursuivre dans le plan $[\mathrm{O}_0\,;\vec{v}_0\,]$défini par le point O_0 et le vecteur vitesse $\vec{v}_0$. Un peu plus tard, il va se trouver en un point P_1 toujours dans le même plan. Mais l'observateur n'est pas resté en O_0 ; il se trouve maintenant en un point O_1 hors du plan. La ligne de visée $\mathrm{O}_1\mathrm{P}_1$ et la ligne de visée initiale $\mathrm{O}_0\mathrm{P}_0$ ne sont pas coplanaires. De ce fait, le mouvement observé est une combinaison, assez compliquée, du mouvement de l'objet P et de celui de l'observateur O.

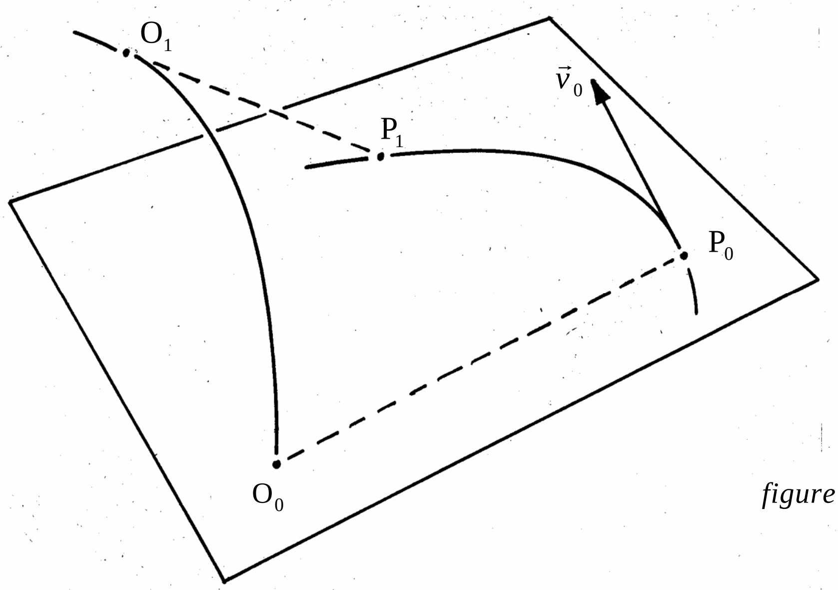


figure 6 a

Supposons maintenant que l'origine du référentiel soit le point K dont la vitesse, et ses dérivées successives, sont identiquement nulles. Comme précédemment la trajectoire est parcourue dans le plan $[K;\vec{v}_0]$ contenant l'origine K du référentiel et le vecteur vitesse $\vec{v}_0$. Mais maintenant l'observateur reste posté au point K et la ligne de visée KP_1 reste dans le plan initial. Pratiquement, ce que l'observateur constate, c'est que la trace de l'objet P sur la voûte céleste est un grand arc de cercle. Il peut affirmer que l'orbite est plane.

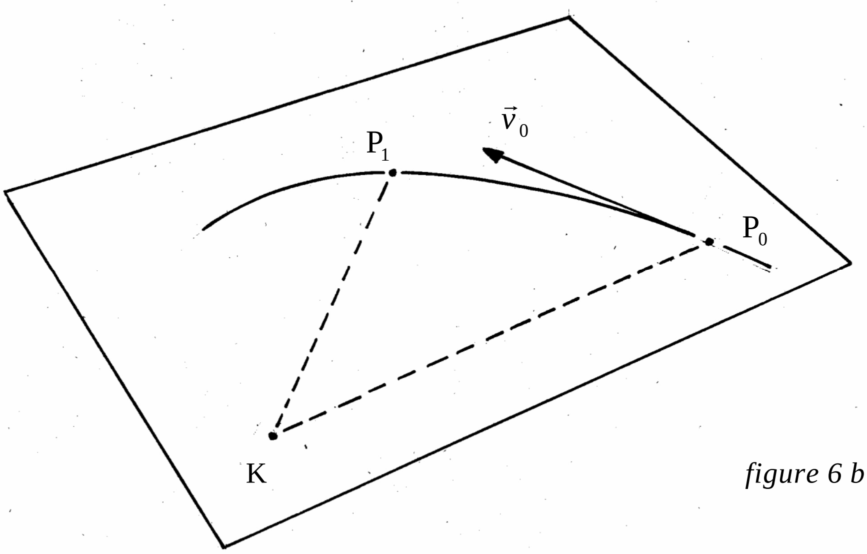


figure 6 b

Nous trouvons ainsi une troisième loi du mouvement libre.

troisième loi du mouvement libre :

la loi de la planéité des trajectoires

> *Lorsqu'un objet en mouvement libre est observé depuis le centre cinétique d'un système de masses auquel il appartient, sa trajectoire est plane.*

Une remarque s'impose. Contrairement à la physique classique, les accélérations $\vec{g}$ et les quantités de mouvement $m\vec{v}$ que nous considérons s'appliquent toujours à des référentiels, et non pas aux objets eux-mêmes. Même lorsque nous raisonnons sur un objet unique, nous devons définir un référentiel porté par l'objet, et c'est le mouvement de ce référentiel que nous étudions. Or, même dans le cas où l'objet considéré est complètement difforme, son centre cinétique est un simple point. Cela nous autorise à considérer les projectiles, les astres, et même les ensembles d'astres, comme des objets ponctuels ; il n'est pas nécessaire de supposer qu'ils possèdent physiquement une symétrie sphérique.

Reprenons en effet la formule qui sert à localiser le centre cinétique du système de masses :

$$\sum(m_i \ \vec{v}_{i\mathrm{K}}) = (\sum m_i)\vec{v}_{\mathrm{KO}}$$

La propriété d'associativité de la somme vectorielle permet de remplacer plusieurs objets par leur centre cinétique affecté de la somme de leurs masses. Voyons par exemple le système solaire, défini comme l'ensemble constitué du soleil, des planètes et de leurs satellites, avec un centre cinétique $\mathrm{K_S}$ très proche du centre du soleil. On peut décider de considérer un sous-ensemble n'incluant que la terre et la lune, avec son centre cinétique $\mathrm{K_{TL}}$, et de le remplacer par un objet unique dont la masse $(m_\mathrm{T} + m_\mathrm{L})$ est la somme des masses de ces deux astres. En faisant cela, on ne change en rien le résultat, mais on se donne une nouvelle description de l'univers. On s'intéresse non plus aux astres, mais aux centres cinétiques, qui sont des objets ponctuels. On ne dit plus que la terre tourne autour du soleil, mais que le centre du système terre-lune $\mathrm{K_{TL}}$ tourne autour du centre du système solaire $\mathrm{K_S}$ en suivant une orbite elliptique.

Or des centres cinétiques, il y en a une multitude dans l'univers. Il y a le centre cinétique de la terre $\mathrm{K_T}$, qui tourne sur elle-même comme un gyroscope. Il y a celui de la lune $\mathrm{K_L}$ et aussi celui du système de masses constitué par l'ensemble de la terre et de la lune $\mathrm{K_{TL}}$. Il y a le centre cinétique du système solaire $\mathrm{K_S}$, celui de notre galaxie $\mathrm{K_G}$, et aussi celui de l'amas local de galaxies $\mathrm{K_A}$. Ce dernier se trouve dans l'espace vide quelque part entre notre galaxie et celle d'Andromède.

L'espace est jalonné de centres cinétiques, qui peuvent se situer même à des endroits où il n'y a pas de matière.

Une conséquence de cet énoncé apparaîtra lorsqu'on constatera que les trous noirs se produisent autour des centres cinétiques. Nous devrons admettre qu'il en existe un au centre de l'amas local. Ce serait une erreur d'y chercher de la matière invisible.

3.6 Les trajectoires des objets en mouvement libre.

La détermination des trajectoires des objets en mouvement libre doit se faire en deux étapes.

La première étape consiste à choisir une fois pour toutes le système de masses, à un instant particulier qu'on considére par la suite comme l'origine du temps. Il s'agit d'inventorier dans un référentiel provisoire O la position et la vitesse du centre cinétique de chaque élément du système. Le calcul, fondé sur les relations précédentes, localisera le point K où la résultante cinétique s'annule.

La deuxième étape est la description du mouvement de chaque élément. Du fait même qu'on choisit le centre cinétique K comme origine du référentiel local, on lui confère les propriétés de tout référentiel : *on fait de lui le centre des accélérations*. Tout objet effectue donc par rapport à lui, un mouvement qui respecte les lois du mouvement libre énoncées plus haut. Son orbite est plane ; elle est parcourue à accélération centrale et à vitesse aréolaire constante.

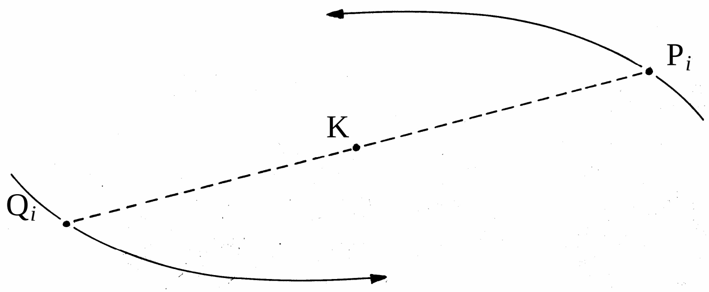
> *Le mouvement de chaque objet, dès lors qu'on l'exprime dans le référentiel propre au système de masses, est décrit indépendamment de tous les autres objets.*

Cette façon d'aborder les calculs présente un avantage notable :

> *Il n'y a pas de problème particulier à étudier des systèmes à trois corps ou plus, puisqu'on traite ces objets un par un.*

C'est une pierre d'achoppement de la mécanique céleste actuelle qui disparaît.

Une astuce permet de se représenter à la fois l'orbite d'un objet particulier P_i et l'immobilité du centre cinétique K. C'est d'imaginer *un objet fictif* Q_i symétrique de P_i, *qui tient le rôle de tous les autres objets de l'univers*, observés depuis K. Les deux objets P_i, et Q_i, maintiennent leur centre cinétique au point K. Leurs accélérations s'équilibrent. La vitesse aréolaire de l'ensemble est le double de celle du seul point $P_{i.}$



Notons un point qui va transformer bien des spéculations en astrophysique : le flux gravifique à prendre en compte dans les calculs correspond à l'ensemble m_G des masses des deux objets P_i, et Q_i c'est-à-dire au double de la masse m_i de P_i.

$$\boxed{\begin{aligned} \Phi_K &= -4\pi \mathscr{G}\, m_G \\ &= -8\pi \mathscr{G}\, m_i \end{aligned}}$$

L'objet P n'est pas toujours isolé dans l'espace. Si l'on cherche où se trouve le centre cinétique K_T de la terre, tournant sur elle-même, on doit d'abord la décomposer par la pensée en petits éléments P_i possédant chacun une quantité de mouvement $m_i \vec{v}_i$ puis effectuer sur tout le volume de la terre la sommation :

$$\sum m_i \, \vec{v}_{iO}$$

Chacun de ces éléments est accompagné d'un objet fictif Q_i en sorte que c'est toute la terre qui est accompagnée d'une terre fictive. On pourrait raisonner de même pour n'importe quel autre astre.

> *La masse propre d'un astre est la moitié de la masse gravifique utilisée en astronomie.*

Pour ce qui est de la terre, sa masse propre m_i est la moitié de la masse m_G qui est mesurée dans l'expérience Cavendish. La densité moyenne de notre astre est donc 2,76 et non pas 5,52 comme on le croit aujourd'hui, et *il n'y a pas lieu de supposer l'existence d'un noyau dense dans sa région centrale.*

Et, puisque les masses des astres sont évaluées de proche en proche à partir de celle de la terre, *ce sont toutes les masses figurant dans nos traités d'astronomie qui doivent être divisées par* 2.

3.7 Les lois de Kepler.

Dans tout ce chapitre, nous avons raisonné comme nous l'avions annoncé au paragraphe 3.2, en adoptant le point de vue d'un observateur fictif disposant de moyens pour la mesure instantanée des distances et des angles, *sans avoir à tenir compte de la durée de propagation de la lumière* entre les objets qu'il voit et lui-même. Cette condition reste nécessaire pour vérifier la validité des lois de Kepler. Disons-le autrement : nous raisonnons *en tenant pour négligeable l'évolution des grandeurs physiques au cours de la propagation de la lumière.*

Il serait superflu de démontrer ici que les lois de Kepler s'appliquent aux astres en mouvement libre dans le champ d'accélérations qui entoure l'origine du référentiel, puisque ce champ a les mêmes propriétés que le champ de forces newtonien. Les démonstrations de nos traités de mécanique sont faciles à transposer. Venons-en directement au résultat.

Les lois de Kepler sont établies dans l'espace-temps apparent. Ce sont des lois approximatives, valables dans la mesure où l'on peut négliger l'évolution des grandeurs physiques dans le laps de temps nécessaire aux observations.

1*ère loi de Kepler*

Lorsque le mouvement d'un astre est décrit dans un référentiel dont l'origine est un centre cinétique, son orbite est plane. La courbe suivie est une conique dont l'un des foyers est l'origine du référentiel. Cette trajectoire est entièrement définie par les conditions initiales, à savoir le rayon vecteur et la vitesse initiale.

2ème loi de Kepler

L'aire balayée par le rayon vecteur varie linéairement avec le temps t. Le coefficient de proportionnalité C, appelé constante des aires, est égal au moment du vecteur vitesse de l'astre par rapport à l'origine. Il est le double de la vitesse aréolaire A de l'astre seul.

$$C = 2A = r^2 \frac{\omega}{\eta}$$

3ème loi de Kepler

La période T de révolution sidérale de l'astre, c'est-à-dire la laps de temps séparant deux passages dans la même direction, est donnée en fonction du demi grand axe a de l'ellipse par la formule suivante :

$$T^2 = \frac{4\pi^2}{\mathscr{G}\, M_{\mathrm{G}}}\; a^3$$

La masse M_{G} qui figure dans cette formule est la masse gravifique, double de la somme Σm_i des masses propres des objets du système. Elle correspond au flux gravifique Φ caractéristique du référentiel.

$$\Phi = -4\pi\, \mathscr{G}\, M_{\mathrm{G}}$$

À ce stade de notre exposé nous raisonnons encore comme en physique traditionnelle dans l'espace-temps apparent. Nous venons de retrouver les lois habituelles de la gravitation, mais la compréhension que nous pouvons nous en faire est radicalement transformée. Ces lois décrivent les mouvements des astres tels qu'on peut les observer depuis un point particulier K. Elles résultent seulement d'un effet de perspective. Le terme usuel de « mécanique céleste » est devenu inadéquat.

Dans sa description du système solaire, Copernic avait placé l'origine du référentiel au centre du soleil, ce qui était sans conteste le choix qui conduisait aux calculs les plus simples. Selon sa propre expression, cela produisait un calcul cohérent avec les observations. Par la suite, Kepler a montré que les orbites des planètes s'effectuaient dans des plans contenant le centre du soleil. Dès lors il semblait évident que le soleil, par sa masse imposante, était la cause de l'accélération centrale. Cette fausse évidence a été confortée par l'hypothèse non fondée que les astres exerçaient des forces les uns sur les autres. En fait c'est le fait d'avoir choisi le soleil comme origine du référentiel, et non pas le soleil en tant qu'objet pesant, qui explique l'accélération des planètes vers lui. Il faut rester ferme sur ce point :

Les astres n'interagissent pas les uns sur les autres..

Il est bien connu que les lois de la gravitation ne font intervenir aucune caractéristique de l'objet P en mouvement. Nous pouvons aussi bien admettre que cet objet a une masse nulle comme un photon, ou même qu'il n'existe pas du tout. La trajectoire cinématique, découlant des mêmes conditions initiales, sera la même. Cela nous amène à un autre énoncé surprenant :

> *La trajectoire cinématique découle des conditions initiales, position et vitesse, selon la même loi pour un objet pesant et pour la lumière.*

4

L’OBSERVATION DE L’ESPACE LOINTAIN

Dans ce chapitre nous allons prendre en compte l’évolution des grandeurs physiques entre la date où de la lumière est émise par l’objet observé et celle où elle est reçue par l’observateur. Cela va nous faire découvrir autour de tout centre cinétique :

– *une sphère d’équilibre cinématique, sur laquelle l’accélération est nulle.*
– *une sphère limitant la visibilité, autrement dit un trou noir.*

4.1 La mesure des grandes distances.

Il faut maintenant rappeler que les distances astronomiques doivent être mesurées dans l’espace-temps de référence, qui est indéformable : c’est ce que nous appelions dans la note précédente des *« distances vraies »*. Or les observations physiques sont toujours faites dans l’espace-temps apparent qui se contracte selon une fonction exponentielle du temps ; on y observe des *« distances apparentes »* qui diffèrent des distances vraies d’autant plus que les objets observés sont éloignés.

Considérons la distance qui sépare un point éloigné P d’un observateur K. Elle est proportionnelle à la durée τ du trajet parcouru à vitesse constante :

$$r_{\mathrm{V}} = c\,\tau$$

Dans l’espace-temps apparent, on raisonne à tort comme si cet espace-temps était immuable, alors qu’il est évolutif. On attribue ainsi au point P une distance proportionnelle à la date apparente t :

$$r_{\mathrm{A}} = c\,t$$

Or la date t et la durée τ sont liées par la relation exponentielle :

$$\frac{t}{a} = 1 - e^{-\tau / a}$$

Suivant que l'on choisit t ou τ comme variable, on passe d'une des valeurs de la distance à l'autre au moyen de l'une ou l'autre de ces formules :

$$\frac{\text{distance vraie}}{\text{distance apparente}} \qquad \frac{r_V}{r_A} = \frac{-\,a\ \log_n\left(1-(t/a)\right)}{t}$$

$$\frac{\text{distance apparente}}{\text{distance vraie}} \qquad \frac{r_A}{r_V} = a\ \frac{1\ -\ e^{-\tau/a}}{\tau}$$

Les raisonnements qui suivent portent sur les distances vraies.

4.2 La décélération de l'évolution de l'espace-temps.

Regardons à nouveau la figure 4, tracée dans l'espace-temps de référence, qui représente l'orbite d'un objet P autour du centre cinétique K choisi comme origine du référentiel. Les spires de plus en plus serrées de la spirale logarithmique correspondent à une décélération g_E du point P, qui se manifeste dans l'espace-temps apparent comme une accélération centrifuge de même valeur g_E. Voyons cela en raisonnant, non plus sur un objet, mais directement sur l'espace-temps.

Considérons une sphère de rayon r_0 centrée sur l'origine K du référentiel. Ce rayon se contracte suivant la loi exponentielle :

$$r(\tau) = r_0\, e^{-\tau/a}$$

Le trajet $s(\tau)$ parcouru en une durée τ très brève par un point quelconque de la sphère, est :

$$s(\tau) = r(\tau) - r_0 = r_0\left(e^{-\tau/a} - 1\right) \qquad \textit{dans l'espace-temps de référence}$$

Ce trajet est décroissant, ce qui correspond à une décélération g_E :

$$g_E(\tau) = \frac{d^2 s}{d\tau^2} = \frac{r_0}{a^2}\ e^{-\tau/a} \qquad \textit{dans l'espace-temps de référence}$$

Nous pouvons revenir dans l'espace-temps apparent, par un changement de variable de τ à t. (voir le paragraphe 2.6) :

$$g_{\mathrm{E}}(t) \ = \ \frac{r_0}{a^2} \ e^{-\tau/a} \cdot \frac{d\tau}{dt} \ = \ \frac{r_0}{a^2}$$

dans l'espace-temps apparent

Cette formule est une propriété de l'espace-temps, qui est homogène, indépendamment des objets physiques. Elle est valable pour n'importe quel point de l'espace à n'importe quelle date :

> *La décélération de la contraction de l'espace-temps se traduit dans l'espace-temps apparent par une accélération centrifuge.*
>
> $$g_{\mathrm{E}} \ = \ \frac{r}{a^2}$$
>
> *avec* $a \ = \ 1,88\ 10^{11}\ s$ (5968 *années*).

Cette *accélération spatiale apparente* g_{E} est extrêmement faible car le taux de contraction de l'espace-temps est très grand. Il n'est pas étonnant qu'elle soit passée inaperçue des physiciens de laboratoire.

La vitesse de rapprochement à cette même distance est :

$$v_{\mathrm{E}} \ = \ -\frac{r}{a}$$

Il ne faut pas confondre l'*accélération spatiale* g_{E} avec l'*accélération centrifuge* de la mécanique newtonienne, qui est supposée compenser la pesanteur g_{P}. Certes, elles sont toutes deux dirigées à l'opposé du centre des accélérations K, mais leurs valeurs ne sont égales que pour une distance particulière R_{C} qui sera l'objet du prochain paragraphe.

Il ne faut pas non plus tirer prétexte de l'existence de cette accélération g_{E} pour conserver la théorie de l'expansion de l'univers, qui constitue de nos jours la vérité officielle. Nous considérons ici que l'espace se contracte indéfiniment et que participons nous-mêmes à ce phénomène. Il serait donc tentant de penser que nous interprétons à tort comme une expansion de l'univers ce qui serait en fait notre propre décroissance par rapport à lui. On voit facilement que ce n'est pas vrai, car il y a des différences inconciliables entre les deux théories :

– Pour nous la contraction de l'univers concerne à la fois les distances et les durées, alors que la théorie à la mode envisage une expansion des grandeurs spatiales sans modification des durées.
– Pour nous la contraction de l'univers se produit partout, même là où nous sommes, alors que la théorie à la mode ne s'applique qu'à l'astronomie lointaine sans remise en cause des expériences de laboratoire.
– Pour nous les zones lointaines de l'espace se rapprochent, alors que la théorie à la mode admet une vitesse d'éloignement des objets lointains. Insistons sur ce point : la vitesse v_E est toujours négative.

4.3 La sphère d'équilibre cinématique.

En un point situé à la distance r du centre K du référentiel, la valeur de la pesanteur est :

$$g_P = \frac{\Phi_O}{4\pi r^2}$$ *g_P et Φ_O sont négatifs*

Mais ce point subit aussi l'accélération spatiale apparente g_E :

$$g_E = \frac{r}{a^2}$$ *g_E est positif*

La résultante est :

$$g_R = \frac{r}{a^2} + \frac{\Phi_K}{4\pi r^2}$$ *dans l'espace-temps apparent*

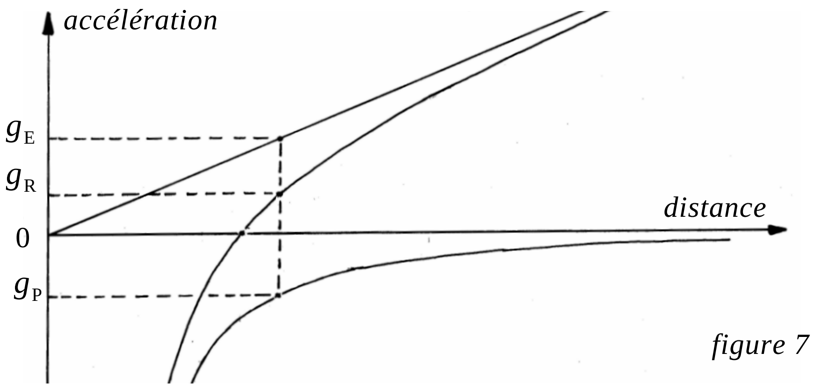


figure 7

Il existe une distance R_C particulière, caractéristique du référentiel, pour laquelle ces deux accélérations se compensent. D'où la loi suivante :

sphère d'équilibre cinématique d'un référentiel

Dans tout référentiel il existe une sphère centrée sur l'origine, que nous appelons « sphère d'équilibre cinématique ». Son rayon vaut : $R_C = -\left(a^2 \dfrac{\Phi_K}{4\pi}\right)^{1/3}$
Pour les points de l'espace situés à une distance r inférieure à R_C, l'accélération centripète g_P est prépondérante. Les objets qui s'y trouvent paraissent attirés par le centre des accélérations K.
Pour les points situés à une distance supérieure à R_C c'est l'accélération centrifuge g_E qui est prépondérante. Les objets qui s'y trouvent paraissent repoussés par le centre K.
Sur la sphère elle-même les objets ne sont soumis à aucune accélération ; leur vitesse reste constante en grandeur et en direction.

L'existence de cette *sphère d'équilibre cinématique* s'explique uniquement par la contraction de l'espace autour du point d'observation K.

Rappelons-nous que nous pouvons faire correspondre au flux Φ_K une valeur de la masse gravifique m_G qui est le double de la somme des masses propres m_i des objets inclus dans le système. puisqu'il faut prendre en compte non seulement les objets eux-mêmes mais aussi leurs symétriques par rapport au centre cinétique.

$$\Phi_K = -4\pi \mathscr{G}\, m_G = -8\pi \mathscr{G}\, \Sigma m_i$$

Le rayon de *la sphère d'équilibre cinématique* ne dépend donc que de la masse globale du système :

$$\boxed{R_C = \left(2\, a^2\, \mathscr{G}\, \Sigma m_i\right)^{1/3}}$$

sphère d'équilibre cinématique d'un système de masses

Deux exemples numériques seront utiles. Plaçons d'abord l'origine du référentiel au centre du soleil, comme le faisait Copernic, ou plus exactement au centre cinétique du système solaire qui en est très proche. Nous sommes en mesure d'observer les vitesses aréolaires des planètes autour de ce point et d'en déduire la valeur Φ_S du flux dans ce référentiel, donc la masse M_S du système, et de là le rayon d'équilibre cinématique R_S.

caractéristiques du référentiel lié au système solaire

flux gravifique autour du centre du système solaire	$\Phi_S = -1{,}6677\ 10^{21}\ m^3 s^{-2}$
masse gravifique du système solaire	$M_S = 1{,}989\ 10^{30}\ kg$
rayon d'équilibre cinématique autour du centre du système solaire.	$R_S = 1{,}6759\ 10^{14}\ m$ 28 fois plus loin que Pluton, 60 fois plus proche que le nuage d'Oort.

On devrait pouvoir vérifier cela sur la vitesse d'éloignement des sondes envoyées au-delà du système solaire.

Pour un deuxième exemple, plaçons l'origine du référentiel au centre cinétique de la galaxie. Connaissant approximativement la position r_G et la vitesse v_G du système solaire dans la galaxie, nous sommes en mesure de calculer le flux gravifique Φ_G et le rayon d'équilibre cinématique r_C. Les valeurs présentées ici sont très approximatives :

distance apparente entre le centre de la galaxie et le système solaire	32000 *années-lumière*
distance vraie entre le centre de la galaxie et le système solaire	r_G = 11000 *années-lumière* = 10^{20} *mètres*
vitesse linéaire du système solaire	$v_G = 2{,}5\ 10^5 ms^{-1}$
vitesse de rotation du système solaire autour du centre de la galaxie	$\omega_G = 2{,}5\ 10^{-15}\ rad/s$

Les caractéristiques du référentiel sont les suivantes :

caractéristiques du référentiel lié la galaxie

flux gravifique autour du centre de la galaxie	$\Phi_G = -8\ 10^{31}\ m^3 s^{-2}$
masse gravifique de la galaxie	$M_G = 9{,}6\ 10^{40}\ kg$
rayon d'équilibre cinématique autour du centre de la galaxie	$R_G = 6{,}1\ 10^{17}\ m$ $=$ *64 années-lumière*

La masse de la galaxie, ainsi calculée, est de l'ordre de 48 milliards de masses solaires, très inférieure à la valeur de 200 milliards communément admise. Les masses considérées, tant pour le soleil que pour la galaxie, sont deOn peut remarquer que la partie sphérique de la galaxie est entièrement contenue dans la sphère d'équilibre cinématique, tandis que les bras en spirale sont en dehors.

Digression : On peut se demander si le rayonnement de fond de l'univers à 3 Kelvin ne correspondrait pas à une sphère d'équilibre cinématique dont le rayon apparent serait de 15 milliards d'années lumière, à quoi correspond une distance de référence de 88000 années lumière. La masse du système serait de l'ordre de 2,5 milliards de fois celle de notre galaxie. Ce n'est qu'une hypothèse en l'air.

4.4 Les trous noirs.

Examinons à nouveau les propriétés de l'espace autour d'un centre cinétique K en nous intéressant à un objet particulier qui se trouve passer dans les parages. Il se trouve nécessairement un point A pour lequel la direction du vecteur vitesse $\bar{v}$ est perpendiculaire au rayon vecteur r. En ce point l'accélération est :

$$g = -\frac{1}{\eta^2}\ r\omega^2 = -\frac{v^2}{r}$$

Il faut rappeler que l'accélération ainsi calculée est une grandeur purement cinématique. Les trajectoires considérées sont indépendantes de la masse des objets qui les parcourent. Elles sont valables aussi bien pour des photons dénués de masse que pour des objets pesants.

Cette même accélération peut être calculée à partir du flux gravifique, qui est commun à tout le système de masses qui a servi à définir le référentiel K. Il revient en effet au même, au signe près, de calculer l'accélération de A vers K ou de K vers A. Le flux gravifique est le même en ces deux points.

$$g = \frac{\Phi}{4\pi r^2}$$

En éliminant g entre les deux relations précédentes, on trouve :

$$\frac{\Phi}{4\pi} = -\frac{1}{\eta^2}\ r^3\omega^2 = -r\,v^2 = \mathit{constante}$$

Nous allons raisonner maintenant sur les trajectoires de tous les objets qui passent en ce point A avec cette même direction de la trajectoire, mais avec des valeurs différentes de la vitesse. C'est un ensemble de courbes qui ont en commun le centre des accélérations K et le sommet A. Or nous voulons les classer localement selon leur rayon de courbure r_C en A. Dans la théorie de l'espace-temps évolutif, cela impose de décrire localement leur mouvement non plus autour de K mais autour du centre instantané de rotation, qui est différent pour chacune d'elle. Mais si l'on se limite au voisinage immédiat de A, il suffit de constater que le rayon de courbure et la vitesse restent liés par la relation suivante, dans laquelle le flux Φ garde sa valeur :

$$\frac{\Phi}{4\pi} = -r_C\,v^2 = \mathit{constante}$$

La *figure 8* a seulement pour but de montrer que ces trajectoires appartiennent à deux sous-ensembles.

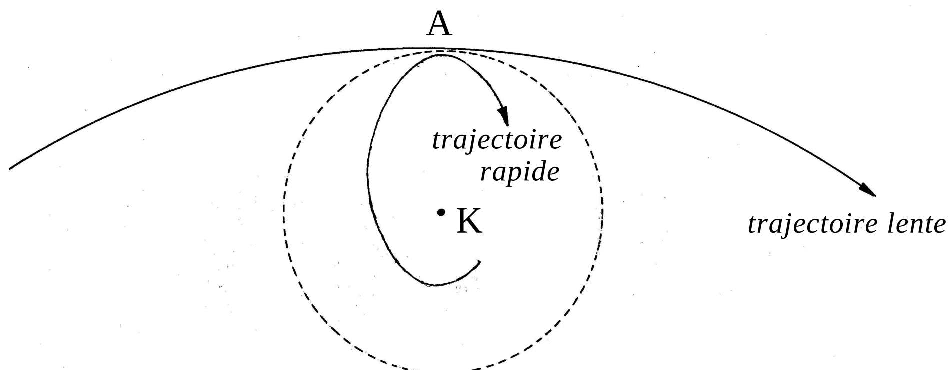


figure 8

- Les trajectoires dites « rapides » sont celles pour lesquelles la vitesse v sur la trajectoire est plus élevée que sur l'orbite circulaire centrée sur K. Leur rayon de courbure r_c en A est donc inférieur à celui de l'orbite circulaire. Elles se situent entièrement à l'intérieur d'une sphère de rayon r centrée sur K.
- Inversement, les trajectoires dites « lentes » sont celles pour lesquelles la vitesse v est plus faible que sur l'orbite circulaire ; leur rayon de courbure est supérieur à celui de cette orbite ; elles se situent entièrement à l'extérieur de la sphère de rayon r centrée sur K.

L'espace est ainsi partagé en deux zones contiguës mais disjointes.

Calculons, comme nous l'avons déjà fait au paragraphe 4.3 l'accélération résultante g_R sur la sphère. C'est la somme de l'accélération centrifuge apparente de l'espace g_E et de la pesanteur g_P :

$$g_R = g_E + g_P$$

$$-\frac{v^2}{r} = \frac{r}{a^2} - \frac{2\mathscr{G}\,\Sigma m_i}{r^2}$$

On obtient ainsi une formule du troisième degré qui relie le rayon de la sphère et la vitesse des objets qui circulent à sa surface. Écrivons-la ainsi :

$$v^2 = \frac{2\mathscr{G}\,\Sigma m_i}{r} - \frac{r^2}{a^2}$$

Le cas qui nous intéresse est celui de la sphère sur laquelle les objets circulent à la vitesse de la lumière c**.** Son rayon R_S est donné par cette même équation du troisième degré :

sphère limitant la visibilité

> *Il existe autour de tout centre cinétique une sphère dont le rayon R_S est donné par l'équation :*
>
> $$c^2 = \frac{2\mathscr{G}\,\Sigma m_i}{R_S} - \frac{R_S^2}{a^2}$$
>
> *Cette sphère partage l'espace en deux zones entre lesquelles aucune information ne peut transiter.*

Il est facile de voir qu'aucun vecteur d'information ne peut passer d'une zone dans l'autre :

À l'extérieur, il y a le monde que nous connaissons où toutes les vitesses sont inférieures ou égales à celle de la lumière. Les objets qui y servent de vecteurs d'information n'ont pas la possibilité de pénétrer à l'intérieur de la sphère, sauf à changer brusquement de vitesse par un phénomène inconnu.

À l'intérieur, toutes les vitesses sont supérieures à celle de la lumière. Ce deuxième cas est frustrant puisque nous ignorons ce qui se passe dans cette zone. Nous avons du mal à imaginer que des objets y circulent à de telles vitesses sur des orbites fermées, mais il n'y a rien d'impossible à cela. Ces objets, à supposer qu'il y en ait, n'ont pas la possibilité de s'échapper vers l'extérieur où les vitesses sont plus lentes, sauf là encore à changer brusquement de vitesse, ce qui n'est pas plausible.

Les faisceaux lumineux s'infléchissent et changent de direction au voisinage de cette surface limite sans jamais la traverser. C'est ce qu'on appelle à tort un *trou noir,* parce qu'on imagine que la lumière s'y perd, alors qu'en réalité elle n'y pénètre pas.

La seule information commune à l'intérieur et à l'extérieur de la sphère limite est la valeur de la masse attachée au centre cinétique.

Cette masse $2\,\Sigma m_i$ est celle de tout le système, constitué d'objets *situés à l'extérieur de la sphère*. Une erreur serait de croire qu'elle est physiquement concentrée à l'intérieur de la sphère limite et de la comparer au volume de celle-ci. On obtiendrait une valeur invraisemblable de la densité. C'est ce genre de raisonnement qui conduit certains astrophysiciens à imaginer qu'il existe dans les trous noirs une étoile massive effondrée sur elle-même. Nous pouvons affirmer que ce n'est pas le cas.

Dans la partie de l'espace qui est accessible à nos observations, le rayon R_{S} est très faible, ce qui permet de négliger l'accélération centrifuge apparente de l'espace g_{E}. L'équation précédente se simplifie :

$$\boxed{R_{\mathrm{S}} \;=\; -\frac{2\mathscr{G}\,\Sigma m_i}{c^2}}$$

rayon de Schwartzschild

Nous retrouvons ainsi le rayon de Schwartzschild, mais dans un cadre conceptuel différent du sien. Pour lui, qui raisonnait dans un espace-temps régi par la transformation de Lorentz, cette sphère était un lieu où le temps ne s'écoulait pas, alors qu'il s'agit pour nous d'un lieu où les objets se déplacent à la vitesse de la lumière.

Une différence importante entre les deux théories est que cette formule est utilisée dans l'espace-temps apparent par la physique actuelle et dans l'espace-temps de référence dans notre cas.

Voici quelques valeurs numériques :

système de masses	masse gravifique $m_G = 2\,\Sigma m_i$	rayon du trou noir R_{S}
système terre-lune	$6{,}05\ 10^{24}$ *kg*	4,5 *millimètres*
système solaire	$1{,}99\ 10^{30}$ *kg*	1,5 *kilomètre*
galaxie	$9{,}6\ \ 10^{40}$ *kg*	$7\ 10^{13}$ *mètres* = *2,7 jours lumière*

5

VERS UNE NOUVELLE FORMULATION DES LOIS PHYSIQUES

Je m'étais proposé de critiquer et de reformuler les lois de la gravitation. Plutôt que de donner à cette note une conclusion classique, en soulignant que je suis parvenu au but que je m'étais moi-même assigné, je préfère ajouter ce cinquième chapitre dans lequel je place diverses réflexions, ainsi que quelques intuitions dont je n'ai pas pu examiner toutes les conséquences. Je compte ainsi mettre en évidence la nécessité d'élaborer une nouvelle physique.

5.1 Le choix de nouvelles grandeurs physiques.

Je répète ici, une fois de plus, qu'il est nécessaire en toutes circonstances de choisir des grandeurs physiques qui représentent au mieux l'état de l'univers. Rien jusqu'à présent ne guidait le choix des physiciens sur une grandeur plutôt qu'une autre pour représenter la réalité des phénomènes physiques qu'ils étudiaient. Mais nous pouvons maintenant donner une règle pratique :

> *Les grandeurs physiques qui représentent le mieux la réalité de l'univers sont celles qui sont indépendantes de la contraction universelle des longueurs et des durées.*

Ce sont celles que nous avons appelé des grandeurs de classe 0 ;

5.2 Une nouvelle grandeur pour mesurer l'espace : l'éloignement.

Considérons deux référentiels d'origines O et P, distants de r, chacun des deux ayant une vitesse de rotation propre $\vec{\omega}_O$ et $\vec{\omega}_P$ dont nous parlerons plus loin. Les points O et P sont accélérés l'un vers l'autre suivant la loi :

$$g = \frac{\Phi_O}{4\pi r^2} = \frac{\Phi_P}{4\pi r^2}$$ *r étant la distance vraie*

Les accélérations de O vers P et de P vers O étant égales, les flux gravifiques ont la même valeur dans les deux référentiels. Cela est vrai aussi bien pour des référentiels liés à des objets pesants qu'à ceux qui sont liés à de simples photons dénués de masse.

$$\Phi_O = \Phi_P$$

Dans chacun des deux référentiels le champ du vecteur $\vec{g}$ est isotrope ; il dérive donc d'un potentiel scalaire V que nous appellerons *potentiel cinématique*. C'est cette grandeur qui est indépendante de la contraction de l'univers. Elle s'exprime en $m^2 s^{-2}$.

$$V = \frac{\Phi_O}{4\pi r} \qquad \textit{à une constante près}$$

Dans certains cas, nous pourrons nous faire une représentation plus claire de l'univers en considérant, non pas le potentiel V, mais sa fonction inverse $\rho = 1/V$. Plaçons-nous dans l'un des deux référentiels, par exemple O, et définissons donc la grandeur vectorielle $\vec{\rho} = \vec{i_r}\,\rho$ avec le même vecteur unitaire $\vec{i_r}$ que $\vec{r} = \vec{i_r}\,r$ et, cette grandeur n'ayant actuellement pas de nom, désignons-la par le mot *« éloignement »* , en anglais *« remoteness »*.

définition de l'éloignement

L'éloignement de deux référentiels, dont les origines sont distantes de la longueur r, est fonction de leur flux gravifique commun Φ_O

$$\vec{\rho} = \frac{4\pi}{\Phi_O}\,\vec{r}$$

On pourrait penser que l'utilisation de $\vec{\rho}$ au lieu de $\vec{r}$ est inutile. Tout se passe, semble-t-il, comme si le facteur $4\,\pi/\Phi_0$ était un simple coefficient d'échelle, pour changer l'unité de longueur. Mais ce n'est pas vrai, puisque ce facteur possède une dimension physique et que sa valeur s'exprime en $m^{-3} s^2$.

Le mouvement de l'un des référentiels par rapport à l'autre est caractérisé par deux grandeurs vectorielles indépendantes de la contraction de l'univers :

- *l'éloignement $\vec{\rho}$ qui s'exprime en $m^{-2} s^2$*
- *la vitesse $\vec{v}$ qui s'exprime en $m\,s^{-1}$*

L'éloignement $\vec{\rho}$ est dirigé selon le rayon vecteur, positif dans le sens où la distance augmente. La vitesse $\vec{v}$ est dirigée selon la trajectoire dans le sens du parcours, c'est-à-dire dans le sens où la date t ou τ augmente. Ces deux vecteurs font entre eux un angle quelconque.

5.3 Le potentiel cinématique entre deux référentiels.

Plaçons-nous au point O et observons le point P. Nous allons transposer dans la nouvelle physique une loi bien connue, celle de la conservation de l'énergie d'un système isolé.

Raisonnons d'abord selon la mécanique de Newton, qui s'intéressait aux objets, et faisait intervenir la masse m_{G} de ces objets. L'objet P possède de l'énergie sous deux formes E_{P} et E_{C}. La variation d'énergie potentielle entre deux positions P_1 et P_2 est le travail de la force $m_{\mathrm{P}}\,\vec{g}$ le long de l'arc de trajectoire $\mathrm{P}_1\mathrm{P}_2$. Sa valeur est :

$$E_{\mathrm{P2}} - E_{\mathrm{P1}} \;=\; \int_{arc\ \mathrm{P}_1\,\mathrm{P}_2} -\mathscr{G}\ \frac{m_{\mathrm{O}}\ m_{\mathrm{P}}}{r^2}\,dr \;=\; m_{\mathrm{P}}\ \frac{\Phi_{\mathrm{O}}}{8\pi}\left(\frac{1}{r_2}-\frac{1}{r_1}\right)$$

$$E_{\mathrm{P2}} - E_{\mathrm{P1}} \;=\; m_{\mathrm{P}}\left(\frac{1}{\rho_2}-\frac{1}{\rho_1}\right)$$

La variation d'énergie cinétique sur le même trajet est :

$$E_{\mathrm{C2}} - E_{\mathrm{C1}} \;=\; \frac{1}{2}\,m_{\mathrm{P}}\left(v_2^2 - v_1^2\right)$$

Une loi importante concernant tout objet en déplacement sur une trajectoire inertielle est que son énergie totale est constante. *Les variations de son énergie potentielle et de son énergie cinétique se compensent.* Lorsqu'une planète se rapproche de l'astre central, son énergie potentielle diminue et sa vitesse augmente. Inversement, lorsqu'elle s'éloigne sa vitesse diminue. Le facteur m_{P}, qui figure dans les deux formules, est inutile à la formulation de cette loi et il disparaît si l'on s'intéresse, au lieu de l'énergie E, à la grandeur V que nous avons appelée *potentiel cinématique*. C'est, rappelons-le, le potentiel dont dérive le vecteur accélération et non pas le potentiel newtonien dont dériverait une force.

Nous quittons donc l'étude du mouvement des astres O et P pour revenir au mouvement relatif de deux référentiels centrés sur ces objets. Nous considérons qu'il existe entre tout couple de référentiels un *potentiel cinématique* qui est la somme de deux scalaires V_{P}.et V_{C} représentant respectivement l'inverse de leur éloignement et le carré de leur vitesse relative.

$$V_{\mathrm{P}} = \frac{1}{\rho} \qquad \textit{à une constante près}$$

$$V_{\mathrm{C}} = \frac{1}{2} v^2$$

La loi habituelle se traduit ainsi :

la loi de conservation du potentiel cinématique

Le potentiel cinématique entre deux référentiels en mouvement libre l'un par rapport à l'autre est constant.

$$\left(V_{\mathrm{P2}} - V_{\mathrm{P1}}\right) = -\left(V_{\mathrm{C2}} - V_{\mathrm{C1}}\right)$$

$$\left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1}\right) = -\frac{1}{2}\left(v_2^2 - v_1^2\right)$$

Insistons sur l'intérêt de cette formulation. En prenant comme variable l'éloignement ρ au lieu de la distance r, nous faisons disparaître des formules la valeur du flux gravifique ainsi que toute notion de masse. De même en prenant comme variable indépendante la vitesse v nous faisons disparaître des formules la longueur du trajet et le temps de parcours. Il ne faut pas voir dans cette démarche une simple astuce de calcul, mais une façon de faire tout à fait licite puisque nous sommes libres de choisir les grandeurs qui nous conviennent.

5.4 Le principe du moindre parcours.

Examinons une autre loi fondamentale de la physique. C'est en 1744 que Pierre Louis Moreau de Maupertuis énonça le principe de moindre action, qui permet de retrouver l'énoncé de la force de gravitation de Newton, et réciproquement. Plaçons-nous dans le référentiel O et observons le mouvement de l'objet P passant d'une position P_1 à une position P_2, en restant dans le cas dont nous venons de parler, où la somme de son énergie potentielle et de son énergie cinétique est constante. Parmi une infinité de trajectoires possibles, celle qui se réalise est celle pour laquelle la grandeur suivante est minimale :

$$a_1^2 = \int_{arc\ P_1 P_2} m_P \vec{v} \wedge \overrightarrow{dr}$$

Cette action, qui est homogène à un moment cinétique. s'exprime en $kg\ m^2 s^{-1}$. Elle est indépendante de la contraction de l'espace-temps, et c'est pourquoi la constante de Planck, qui est aussi une action, est une constante universelle.

Nous voulons continuer à raisonner avec les grandeurs $\vec{\rho}$ et $\vec{v}$ que nous venons de choisir. Pour cela nous portons dans la dernière formule la valeur de la distance $\vec{r}$ en fonction de l'éloignement $\vec{\rho}$.

$$\vec{r} = m_P \mathscr{G} \vec{\rho}$$

Les facteurs m_P et $\mathscr{G}$ étant des scalaires constants, on peut les sortir de l'intégrale :

$$a_1^2 = m_P^2 \mathscr{G} \int_{arc\ P_1 P_2} \vec{v} \wedge \overrightarrow{d\rho}$$

Ou bien :

$$a_1^2 = \left(\frac{\Phi_O}{8\pi}\right)^2 \frac{1}{\mathscr{G}} \int_{arc\ P_1 P_2} \vec{v} \wedge \overrightarrow{d\rho}$$

La grandeur mesurée par l'intégrale n'a pas de nom. Décidons, en nous inspirant d'un terme de golf, de l'appeler « *parcours* », en anglais « *course* ». Nous trouvons un énoncé équivalent au principe de moindre action :

le principe du moindre parcours

> *Étant donné un référentiel d'origine* P *en mouvement libre par rapport à un observateur* O, *la trajectoire de* P *passant d'une position* P_1 *à une position* P_2, *est celle pour laquelle la grandeur suivante est minimale :*
>
> $$b_1^2 = \int_{arc\ \mathrm{P}_1\mathrm{P}_2} \vec{v} \wedge \overrightarrow{d\rho}$$
>
> *Cette grandeur, appelée parcours, est homogène à l'inverse d'une vitesse.*

Au golf, le parcours minimal consisterait évidemment à projeter la balle en un seul coup du tertre de départ du premier trou au drapeau du dix-huitième !

Ainsi énoncé, ce principe remplace non seulement le principe de moindre action pour les mouvements mécaniques, mais aussi le principe de Fermat pour la propagation de la lumière.

Ce qui révolutionne la physique, c'est qu'il rend caduque la transformation de Lorentz.

5.5 L'unicité de l'écoulement du temps.

L'écoulement du temps est une réalité universelle, la même dans tous les référentiels possibles, qu'ils soient mobiles ou non les uns par rapport aux autres. Cela vaut aussi pour un référentiel lié à un photon voyageant seul dans l'univers. C'est la physique actuelle qui imagine un écoulement du temps particulier pour le voyageur de Langevin, pas celle que je propose.

> *Les photons qui nous parviennent des confins de l'espace ont voyagé dans le temps, en parcourant toutes les dates de l'histoire de l'univers depuis leur émission jusqu'à présent*

5.6 Les quanta de lumière.

Nous ne savons pas comment les photons sont faits, mais une idée prometteuse est de les considérer comme des phénomènes giratoires, c'est-à-dire de leur appliquer les mêmes lois qu'à des objets tournant autour d'un axe avec un certain rayon de giration r_Φ. Ce n'est pas leur vitesse de rotation ω qui reste constante au cours du voyage, mais leur giration $y = r_\Phi \omega$. Lorsqu'un photon est absorbé par de la matière, il disparaît et, dans ce collapsus, sa giration est transférée à un électron qui acquiert ainsi un « niveau de giration » plus élevé. Le comportement électromagnétique de cet électron nous fait dire ensuite, dans le cadre de la physique actuelle, qu'il est devenu plus « énergétique », mais cette façon de voir est inexacte. En fait, contrairement aux apparences, la lumière ne transporte pas d'énergie. Lorsqu'on attrape un coup de soleil, la lumière reçue n'est pas chaude ; c'est dans la peau que la chaleur est produite.

Les photons ne sont porteurs d'aucune énergie.

Cet énoncé, qui est contraire à la conception que l'on se fait actuellement du phénomène lumineux, pose de façon nouvelle la question du réalisme en physique. Replaçons-nous en 1900, lorsque Max Planck introduisit dans ses travaux sur le rayonnement noir la notion de *quantum d'action*, ou bien en 1905, lorsqu'Albert Einstein fit l'hypothèse dans sa théorie sur les quanta de lumière que la particule constituante de la lumière était un *quantum d'énergie*. La question se posait alors d'utiliser des grandeurs qui représentent convenablement la *réalité* des objets physiques. Ce choix de l'énergie pour caractériser le quantum de lumière paraissait naturel, car il renvoyait par association d'idées aux notions familières de chaleur et de travail mécanique. Mais il en est résulté par la suite de nombreuses difficultés, notamment lors de l'introduction de la Mécanique Ondulatoire par Louis de Broglie en 1924. Celui-ci a été amené à faire l'hypothèse, difficile à tenir, que la masse propre du photon ne pouvait pas être rigoureusement nulle. Sans doute, se disait-il, cette masse était-elle très faible, mais il fallait bien qu'elle existât pour que l'on puisse lui appliquer la loi qui relie la fréquence propre ν_0 de toute particule à l'énergie $m_0 c^2$ de sa masse propre m_0 :

$$h\nu_0 = m_0 c^2$$

Louis de Broglie
La Réinterprétation de la Mécanique Ondulatoire
Gauthier-Villars Paris 1971 page 3

Et voici que je prends ici une attitude irrévérencieuse : j'affirme que le photon n'est ni un quantum d'action, ni un quantum d'énergie, mais un *quantum de giration ;* je considère que désormais il n'a plus ni masse m_0 ni énergie $m_0 c^2$. Là, c'est l'ensemble de la physique du XX^e siècle que je me permets de remettre en cause. Mais, de même que j'ai critiqué la loi de Newton, tout en admirant l'esprit de synthèse de cet homme exceptionnel, je me dois de réexaminer la contribution de penseurs plus récents, tout en gardant pour eux mon admiration. D'ailleurs, comment pourrais-je m'en prendre à celui dont le cours magistral sur *la structure discontinue de l'électricité*, m'a donné le goût de la physique théorique et inculqué la nécessité de ne jamais décoller du réel ? Je veux citer *Louis de Broglie* (École Supérieure d'Électricité, année scolaire 1953-54).

Je dois, quant à moi, reconnaître que je n'avais pas clairement compris cela lorsque j'ai rédigé les premières éditions de ma note sur l'espace-temps évolutif. Celle qui est disponible actuellement sur mon site web est corrigée : http://perso.wanadoo.fr/ppcurvale/

5.7 Le flux gravifique autour d'un photon.

Examinons maintenant un problème particulier, celui d'un photon Φ qui s'approche en ligne droite d'un atome, et qui va être absorbé par un électron E de cet atome. Pour le moment il en est encore à grande une distance r.

Cet électron particulier appartient à un atome, lui-même lié à d'autres atomes dans un objet solide, qui forme par exemple une cellule photoélectrique. Ce dispositif paraît complexe, et pourtant le problème se simplifie, puisque nous savons qu'il est toujours possible de choisir les corps pesants qu'on désire prendre en compte pour constituer un système de masses. Nous avons parfaitement le droit de prendre le centre cinétique de l'électron E comme origine d'un référentiel, même si nous ignorons comment cet électron est constitué et comment il inter-agit avec son entourage. Le système de masses se limite alors à ce seul électron de masse propre m_e. Le flux gravifique est :

$$\Phi_e = 8\pi\, m_e \mathscr{G}$$

Par ailleurs, nous faisons l'hypothèse que le photon est caractérisé par un mouvement giratoire de giration $y = r_\Phi \omega$. Puisque nous ne savons pas quelle est la nature de ce qui tourne, nous allons limiter notre figure à ce qui est absolument nécessaire, la translation de Φ vers E et la rotation de Φ sur lui-même, celle-ci étant caractérisée par une période t_Φ et par un rayon de giration r_Φ :

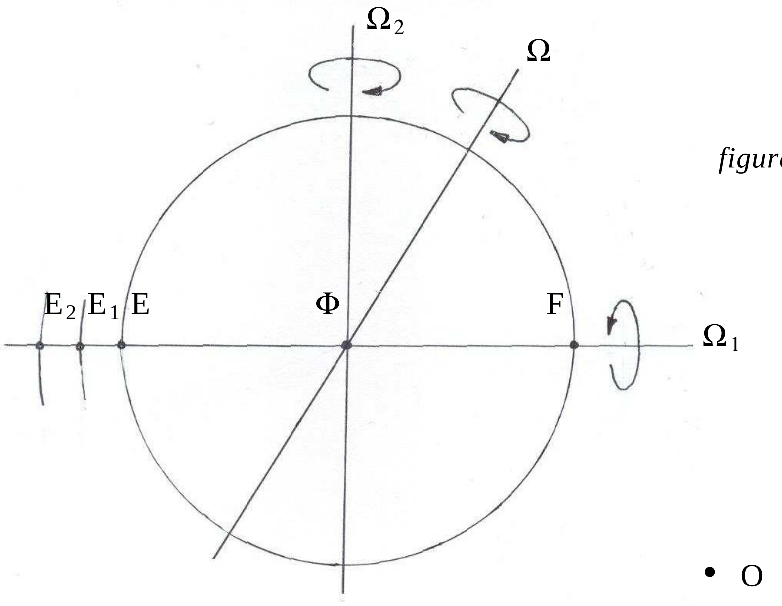


figure 9

Nous nous intéressons au rapprochement du point Φ vers le point E, mais il est plus simple de placer l'origine du référentiel en Φ et de considérer que c'est l'électron qui se rapproche du photon. Cela revient au même puisque l'accélération de E vers Φ est égale à celle de Φ vers E, comme nous l'avons vu en critiquant la loi de Newton. Sur cette figure, la sphère centrée sur Φ rappelle que, selon notre théorie, l'espace est isotrope autour de n'importe lequel de ses points, donc autour du photon. Cette isotropie de l'espace à l'égard du phénomène lumineux est d'ailleurs corroborée par l'expérience de Michelson. L'axe Ω, dont la direction est quelconque par rapport à l'axe $E\Phi$, est celui autour duquel tourne le photon. La figure est dessinée dans le plan contenant cet axe.

La rotation autour de Ω peut être considérée comme la résultante de deux composantes de même période :

– une rotation autour de l'axe Ω_1 confondu avec la direction de la translation,
– une rotation autour de l'axe Ω_2 perpendiculaire à cet axe.

C'est cette deuxième rotation qui nous intéresse.

Choisissons un référentiel d'origine Φ qui tourne autour de Ω_2 à la même vitesse que le photon. Tout se passe dans ce référentiel comme si c'était l'électron E qui tournait en sens inverse. On peut étudier son mouvement indépendamment du reste de l'univers comme s'il était accompagné d'un objet fictif F de même masse, qui lui est symétrique par rapport à Φ. Le flux gravifique caractéristique de ce référentiel correspond à la somme de ces deux masses, supposée concentrée en leur centre cinétique Φ :

$$\Phi_{\Phi} \;=\; 8\,\pi\, m_e\, \mathscr{G}$$

Ce flux est le même qu'au voisinage de l'électron.

On peut remarquer que la figure 9 n'est pas tracée dans ce référentiel qui tourne avec le photon, mais dans un référentiel pour lequel l'axe principal est la droite ΦE, supposée immobile puisqu'elle pointe la voûte étoilée en un point fixe. Or ce référentiel est lui-même en rotation par rapport à l'espace-temps sous-jacent. Disons plutôt, pour rester cohérent avec la note sur l'espace-temps évolutif, que l'espace-temps sous-jacent à nos observations est en rotation par rapport à ce référentiel ΦE. C'est ce que j'ai appelé *« la rotation de l'espace-temps »* dont la période est de 746 années. En fait cette rotation non observable n'intervient pas dans le raisonnement présent.

Cherchons à décrire le mouvement du photon dans un référentiel d'origine O quelconque animé d'une rotation quelconque. Il est clair que le flux gravifique est le même que dans le référentiel centré sur le photon Φ. On peut donc calculer le rayon d'équilibre cinématique autour de O au moyen de la formule précédente. On aboutit ainsi à une loi générale :

Toute observation faisant appel au phénomène lumineux se fait dans un référentiel auquel est associé le flux gravifique :

$$\Phi_{\Phi} \;=\; 8\,\pi\, m_e\, \mathscr{G} \;=\; 1,528\;10^{-39}\;\; m^3\, s^{-2}$$

Le rayon d'équilibre cinématique autour de l'origine de ce référentiel est :

$$R_{\mathrm{C}} \;=\; -\left(2\,a^2\,\mathscr{G}\,m_e\right)^{1/3} \;=\; 1,628\;10^{-6}\;\; m$$
$$=\; 1,628\;\; micromètres$$

5.8 La nature de la lumière.

Constatons que la théorie débouche sur une nouvelle façon de concevoir le phénomène lumineux.

Imaginons, par une fiction tout à fait délirante, qu'un observateur se place sur le photon Φ, qu'il tourne avec lui autour de l'axe Ω_2 et qu'il soit mystérieusement capable d'observer sans le moindre délai les positions successives E_2, E_1, E prises par l'électron chaque fois que celui-ci passe dans le plan de la figure. Cet échantillonnage serait suffisant pour que l'observateur restitue par intrapolation la continuité du mouvement. Dans l'espace-temps apparent les positions particulières qu'il noterait seraient équidistantes, leur distance étant la grandeur communément appelée *longueur d'onde* ::

$$\lambda = c\, t_{\Phi}$$

Évidemment, cet observateur n'existe pas. On ne peut en aucun cas observer un photon au cours de son trajet, pas plus qu'il ne peut, lui, observer l'objet matériel vers lequel il se dirige. On ne le connaît qu'à l'instant où il est émis et à celui où il est reçu. Mais ce raisonnement irréaliste a l'intérêt de déboucher sur une notion surprenante, celle de la longueur d'onde associée à un photon.

Nous venons de définir cette longueur λ en faisant appel à un nombre restreint de caractéristiques du photon. Pour nous, cet objet possède :

- un point central Φ infiniment petit,
- un vecteur « vitesse radiale » orienté vers l'origine E du référentiel.
- un axe de rotation propre Ω.
- une vitesse propre de rotation ω.

Aucune onde ne lui est associée.

> *L'hypothèse que chaque photon est un phénomène giratoire, animé d'un mouvement de translation, permet d'introduire la notion de « longueur d'onde » sans inférer que la lumière est une onde. C'est chaque quantum de lumière qui voyage dans l'espace en le jalonnant au moyen de l'unité de longueur λ qu'il porte en lui.*

Les phénomènes tels que les interférences ou la polarisation, qui ont conduit jusqu'à présent les physiciens à postuler l'aspect ondulatoire de la lumière, s'expliquent désormais par des considérations purement cinématiques.

> *La lumière est un phénomène purement corpusculaire.*

Une particularité intéressante est que la différence de phase entre des photons qui se déplacent dans l'espace reste constante bien que chacun suive sa trajectoire propre et tourne sur lui-même indépendamment des autres ; cela tient à ce qu'ils évoluent sans frottement dans le même écoulement du temps.

Par exemple, lorsqu'un faisceau lumineux provient d'une source lointaine ponctuelle, on peut considérer que les photons qui le composent voyagent de conserve, et on peut définir dans le faisceau des surfaces équiphases qui correspondent à ce qu'on appelle communément des « fronts d'onde ».

De même lorsque deux particules sont émises en phase, comme dans l'expérience d'Alain Aspect, elles conservent par la suite la même phase, même si on les dirige sur des trajets différents.

5.9 La diffraction d'un faisceau de particules.

La question est d'expliquer la figure d'interférence observée sur un faisceau de lumière monochromatique après qu'il soit passé par la pupille d'un instrument d'optique ou par une fente d'Young.

Sans entrer dans les détails, il suffit d'imaginer ce diaphragme comme un simple trou percé dans une tôle opaque. On fait en sorte que la lumière provienne d'une source A, réelle ou virtuelle, très éloignée afin que le faisceau incident soit formé de trajets à peu près parallèles. Ce qu'on constate, c'est que le faisceau émergent n'est plus constitué de trajets lumineux parallèles.

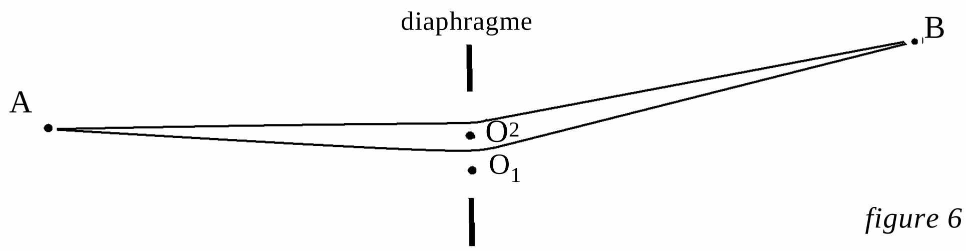


figure 6

Rappelons d'abord brièvement l'explication *ondulatoire* de la diffraction. Le changement de direction des corpuscules qui passent par le diaphragme loin du périmètre, sans toucher la matière, paraît impossible. C'est pourquoi on déclare à tort que la lumière, au moins pour la résolution de ce problème, a perdu sa nature corpusculaire pour adopter une nature ondulatoire. On admet donc le principe d'Huygens, selon lequel la lumière est une vibration qui se propage de proche en proche dans l'espace, chaque point atteint devenant à son tour une nouvelle source de vibration appelée source dérivée. On considère que chaque point de l'espace intérieur au diaphragme, bien que vide, est occupé par une telle source, et l'on admet le postulat de Fresnel, selon lequel ces sources dérivées ont la même amplitude et la même phase que la vibration qu'elles ont reçue. Puis on décrit l'onde émergente comme la superposition des ondes issues de toutes les sources dérivées, compte tenu de leurs différences de marche. On leur applique implicitement une variante du principe de superposition des états, qu'on pourrait exprimer ainsi : l'onde émergente est la somme des ondes que l'on observerait avec chacune des sources prises séparément. Cette explication fait appel à toute une série d'hypothèses non démontrables :

- nature ondulatoire de la lumière,
- principe d'Huygens,
- postulat de Fresnel.
- principe de superposition des états.

Proposons maintenant une explication *corpusculaire* de la diffraction. Nous devons, là aussi, échafauder des hypothèses indémontrables, mais notre ambition se limite à montrer que le problème est soluble, tout au moins avec autant de vraisemblance qu'avec la théorie obdulatoire. Aidons-nous de la figure 10. Considérons un point particulier O_1 dans l'espace vide, quelque part dans le plan du diaphragme, et choisissons-le comme origine d'un référentiel. Un observateur placé en ce point observe un photon provenant de A se dirigeant vers un point B situé lui aussi à grande distance. À chaque instant le photon est soumis aux deux accélérations g_P et g_E que nous avons explicitées au paragraphe 4.3 et il en résulte que son trajet paraît courbe. Ainsi le changement de direction des photons, qui paraissait impossible à la physique classique, devient une réalité dans le cadre de la nouvelle théorie. La nouveauté, c'est l'hypothèse de la contraction de l'espace-temps, d'où découle l'accélération apparente g_E .

Les choses ne sont cependant pas évidentes, car la courbure des trajets lumineux est due à un effet de perspective depuis le point d'observation particulier O_1. Si nous choisissions un autre point d'observation O_2, nous observerions à nouveau des trajets lumineux courbes, et parmi ceux-ci il y en aurait un qui se dirigerait vers B, celui représenté sur la figure. *Mais nous serions dans un référentiel différent du premier.* Or il est illogique de faire des constructions géométriques avec des éléments appartenant à des référentiels différents. Il y a heureusement une échappatoire. Elle consiste à prendre le point B comme origine d'un nouveau référentiel. Observons de là le trajet du photon passé près de O_1 ; le principe de Fermat nous permet de dire que ce trajet est unique, qu'on l'observe depuis O_1 ou depuis B. De même, le trajet du photon passé près de O_2 est le même qu'on l'observe depuis O_2 ou depuis B. *Cela nous autorise à faire figurer sur une même épure les trajets de tous les photons qui arrivent en B, avec la courbure qu'ils ont acquise lors de la traversée du diaphragme.* Mais soyons clairs ; ce tracé n'est valide que pour les photons qui se dirigent exactement vers B, pas pour ceux qui passent par des points voisins ; la figure 10 n'a pu être établie que dans un référentiel d'origine B ; elle ne peut contenir que des trajets passant par ce point. Il faut ensuite calculer les différences de marche entre les différents trajets AO_1B, AO_2B, etc. pour connaître les phases respectives des photons passant en B. Leur superposition fait appel, là aussi, à une variante du principe de superposition des états. Cette façon de faire ne permet d'étudier qu'un seul point de la figure de diffraction à la fois.

Cette explication de la diffraction des corpuscules, tout comme celle de la diffraction des ondes, fait appel à toute une série d'hypothèses non démontrées :

- nature corpusculaire de la lumière,
- contraction de l'espace-temps,
- principe de Fermat,

  ou plus exactement : principe du moindre parcours.
- principe de superposition des états.

Il resterait à entrer dans le détail des calculs. Cela n'a pas été fait.

Comme je l'avais annoncé, ce dernier chapitre n'apporte pas une vraie conclusion à ma note sur les lois de la gravitation. Il fait d'elle un point de départ pour des recherches futures.

Pierre Paul Curvale

Verrières le Buisson, le 21 novembre 2004