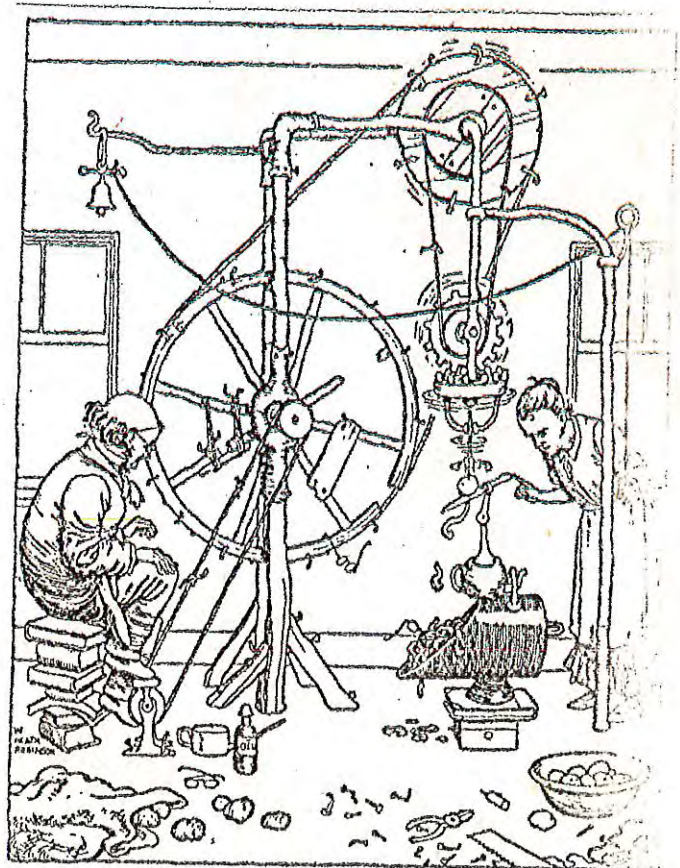


ASPECTS DE LA MATIERE

L.M. Celnikier

Texte d'un exposé donné à
l'école d'été d'astronomie
au Québec, 1977



Les figs. 1 et 2, ainsi que la Table I, montrent l'Univers sous 3 aspects différents.

La figure 1 est une façon de se représenter l'échelle des distances dans l'Univers ainsi que les structures hiérarchiques ; on voit que l'Univers est composé essentiellement de l'espace interstellaire et intergalactique.

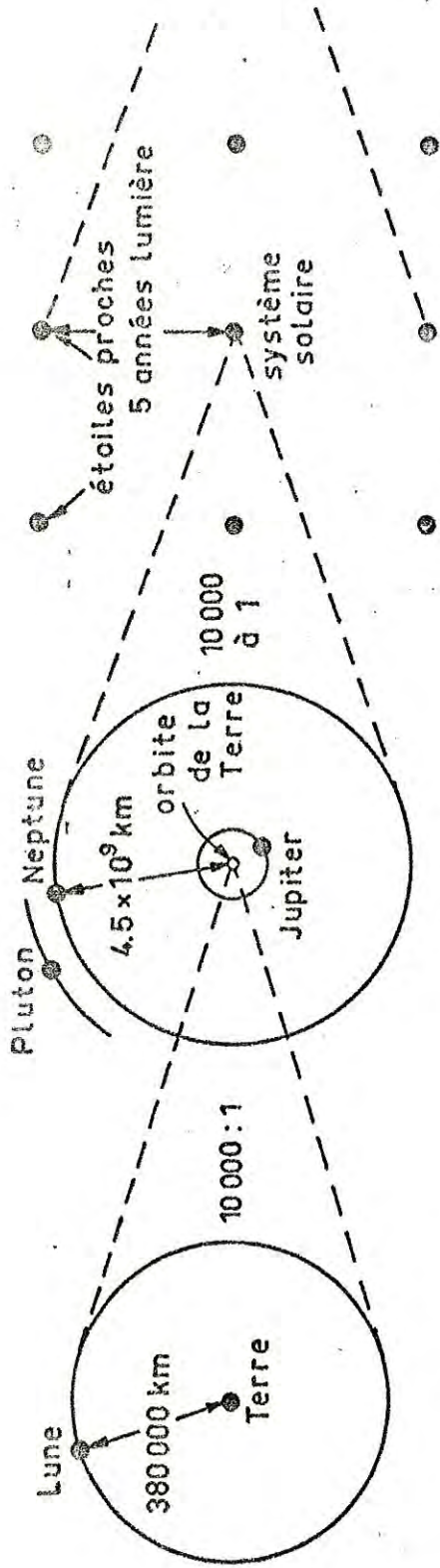
La Table I est une comparaison de quelques dimensions, masses, échelles de temps et énergies. La figure 2 est un diagramme masse-largeur de quelques objets et structures dans l'Univers ; on y a marqué aussi les domaines où agissent les différentes forces de la nature.

Dans ce cours, nous allons considérer toutes les quantités caractéristiques comme acquises ; sans se demander comment nous sommes arrivés à connaître les valeurs numériques, nous allons étudier les conséquences physiques de l'existence de ces objets et, en particulier, comment la physique microscopique les interprète.

LES FORCES.

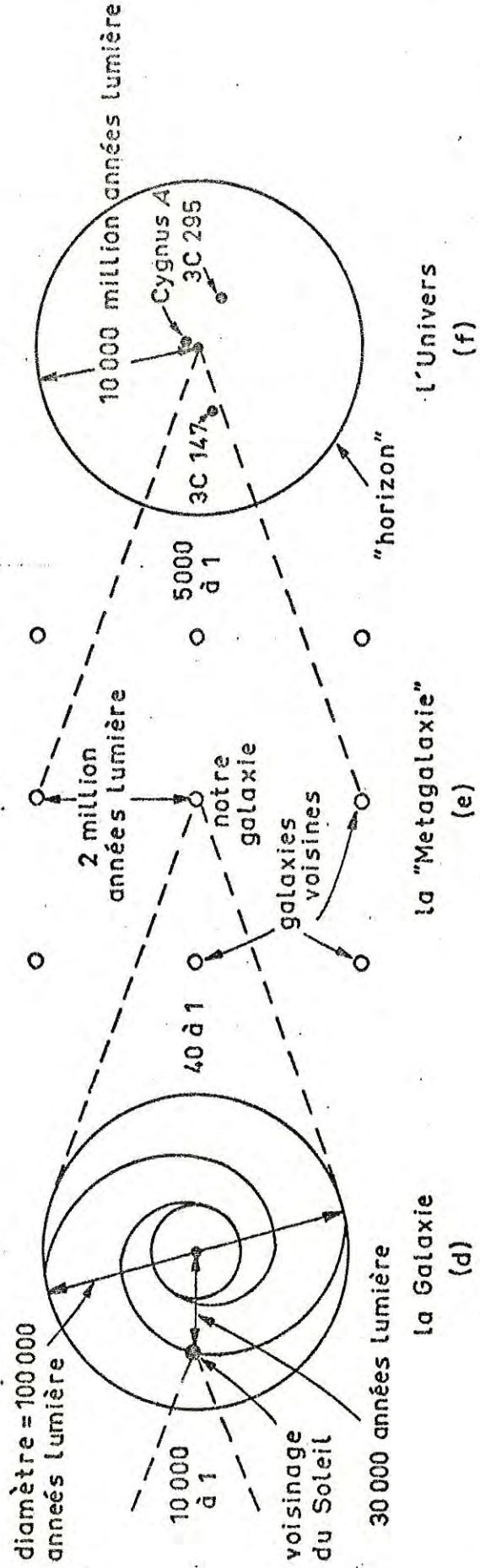
La physique reconnaît l'existence d'au moins 4 forces : la force faible (qui régit, entre autres, les interactions où interviennent les neutrinos), la force de gravitation (qui régit l'attraction d'une ~~masse~~ à une autre), la force électrique (qui régit le comportement de la matière possédant une charge électrique), et la force nucléaire (qui régit la stabilité du noyau atomique). On ne sait pas encore jusqu'à quel point ces différentes forces sont liées entre elles, mais quelques raisonnements empiriques simples nous permettent d'estimer leur importance relative.

Nous allons négliger ici la force faible.



Système solaire (c)

Voisinage du Soleil (c)



(a)

(b)

(c)

(d)

(e)

(f)

(d'après un dessin de J. D. Kraus - Radio Astronomy, McGraw-Hill, 1966)

TABLE 1

QUELQUES COMPARAISONS

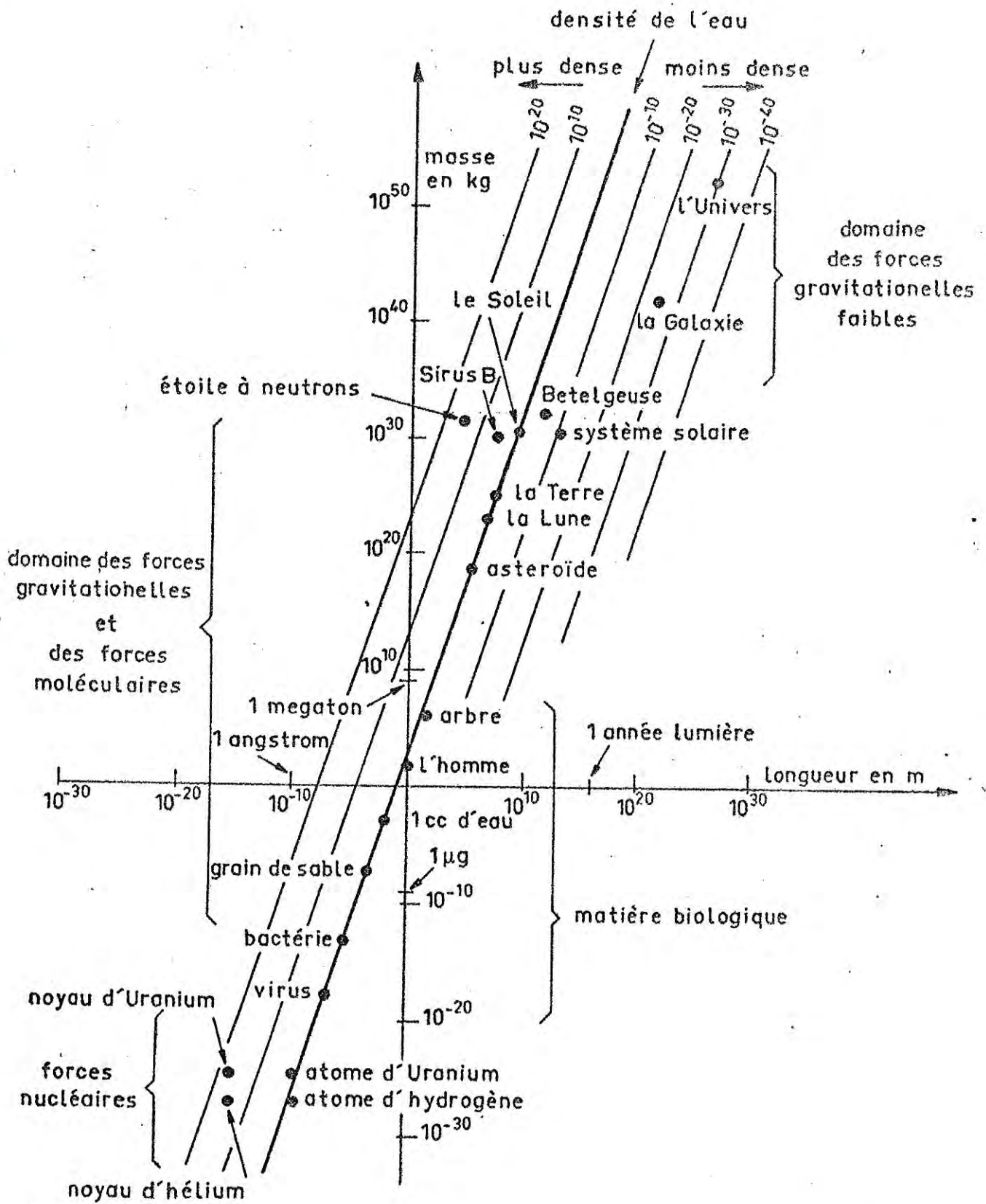
OBJET	DIMENSION
PROTON OU ELECTRON	10^{-13} cm
ATOME	10^{-8} cm
HOMME	180 cm
ETOILE N	10^6 cm
TERRE	$1.3 \cdot 10^9$ cm
SOLEIL	$1.4 \cdot 10^{11}$ cm
	(4.7 sec lum)
GALAXIE	10^5 ann lum
UNIVERS ?????????	$3 \cdot 10^{10}$ ann lum

OBJET	MASSE (g)
ELECTRON	10^{-27}
ATOME H	$1.7 \cdot 10^{-24}$
MOLECULE ADN	10^{-17}
HOMME	$7 \cdot 10^{24}$
MONTAGNE	10^{11}
TERRE	$6 \cdot 10^{27}$
SOLEIL	$2 \cdot 10^{33}$
GALAXIE	$4 \cdot 10^{44}$
UNIVERS ?????????	$10^{53} - 10^{56}$

OBJET	TEMPS (s)
DUREE DE VIE D'UN PION	10^{-16}
PERIODE D'OSCILLATION D'UNE EMISSION RADIO	10^{-6}
BATTEMENT DU COEUR	1
UN JOUR	$8.6 \cdot 10^4$
UN AN	$3.2 \cdot 10^7$
UNE VIE HUMAINE	10^9
TEMPS ECOULE DEPUIS APPARITION DE L'HOMME	10^{14}
AGE DE LA TERRE	$1.5 \cdot 10^{17}$
AGE DE L'UNIVERS ?????????????????????	$5 \cdot 10^{17}$

OBJET	ENERGIE (ergs)
MOLECULE DANS LA SALLE	$6 \cdot 10^{-14}$
PARTICULE A L'INTERIEUR DU SOLEIL	10^{-9}
MOUCHE EN VOL	10^4
L'HOMME EN PROMENADE	10^8
10000KG CHARBON BRULE	10^{17}
BOMBE H MEGATON	$4 \cdot 10^{22}$
BON TREMBLEMENT DE TERRE	10^{27}
DEBIT DU SOLEIL DANS UNE JOURNEE	$3 \cdot 10^{39}$
SUPERNOVA	10^{49}
QUASAR PENDANT 10^6 ANS ?????????????????	10^{60}

FIG. 2



(d'après un dessin de J. D. Kraus, Radio Astronomy)

Force de gravitation.

Selon la loi de Newton, 2 masses M, m , ponctuelles, s'attirent : la force d'attraction s'écrit :

$$F_G = \frac{G M m}{r^2}$$

où r est la séparation de deux masses.

Considérons 2 protons séparés par 10^{-13} cm (dimension caractéristique d'un noyau) :

$$F_G \approx 2 \times 10^{-29} \text{ dyne}$$

La force de gravitation est de longue portée ; elle est attractive.

Force électrique.

La force électrique peut être attractive ou répulsive, selon les signes relatifs des charges ; selon Coulomb :

$$|F_e| = \frac{e^2}{r^2}$$

$$\approx 2 \times 10^7 \text{ dyne pour 2 protons à l'intérieur}$$

d'un noyau.

La force électrique est de longue portée ; pourtant, à l'échelle macroscopique, la matière est neutre, ce qui fait qu'on peut souvent la négliger entièrement.

Force nucléaire.

La force nucléaire est très mal connue - elle est peut-être une force fondamentale, ou bien la manifestation externe d'un phénomène beaucoup plus fondamental encore (comme par exemple, les forces inter-moléculaires qui sont dues au fond aux forces électriques et à la mécanique quantique).

Parler de la force nucléaire est une autre façon de dire qu'un noyau atomique composé de quelques nucléons est relativement stable - la force nucléaire l'emporte sur la force de répulsion électrostatique les protons à l'intérieur d'un noyau.

La force nucléaire est alors attractive pour des distances de l'ordre de 10^{-13} cm. Par contre, elle est répulsive pour des distances très inférieures à 10^{-13} cm, ce qui est une façon savante d'exprimer le fait qu'un noyau ne se contracte pas à un point.

La loi exacte de la force nucléaire n'est pas connue, nous pouvons la concevoir comme la montre la figure 3. Un fait simple nous permet d'estimer sa valeur caractéristique : on sait que la masse d'un noyau de deutérium M_D , composé d'un proton et d'un neutron, est inférieure à la somme des masses de ses composantes, soit :

$$M_D - (m_p + m_n) \approx - 9 \times 10^{-26} \text{ g}$$

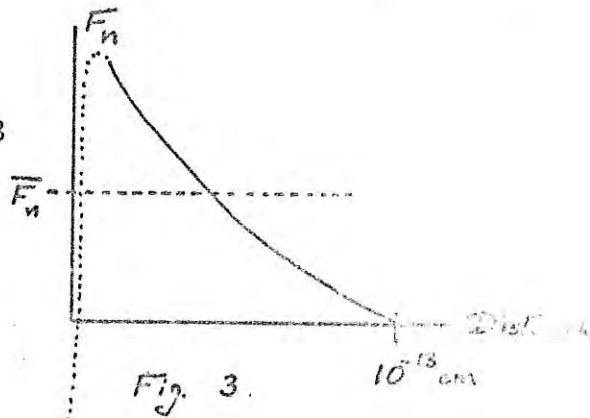
Cette différence de masse correspond à une énergie $9 \times 10^{-26} \text{ g} \times c^2 = 9 \times 10^{-26} \times (3 \times 10^{10})^2 \text{ erg}$; c'est l'énergie qu'il faut fournir pour séparer les composantes.

Pour simplifier le problème, on peut supposer qu'à l'intérieur du noyau, la force nucléaire est constante, égale à une valeur moyenne \bar{F}_n ; pour séparer les nucléons, il faut donc fournir une quantité de travail de l'ordre de $\bar{F}_n \times .5 \times 10^{-13}$.
Donc :

$$\bar{F}_n \times .5 \times 10^{-13} = 9 \times 10^{-26} \times (3 \times 10^{10})^2$$

d'où :

$$\bar{F}_n \approx 8 \times 10^8$$



Comparaison des forces.

On remarque que la force nucléaire est de loin la plus puissante ; il semblerait que dans le domaine des petites distances ($\leq 10^{-13}$ cm), elle doive l'emporter sur toutes les autres.

"I'm the greatest"

Sonny Liston

Le flux et le reflux

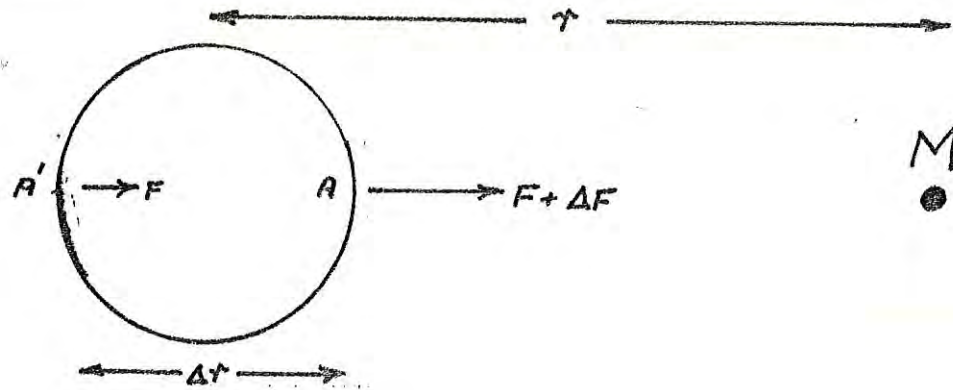
Cet été, sur la plage,
Il y avait un monsieur qui riait !
Il était tout seul,
Il riait ! Il riait ! Ha, ha, ha !
Il descendait avec la mer...
Ha, ha, ha !
Il remontait avec la mer...
Ha, ha, ha !
Je lui dis :
— Pourquoi riez-vous ?
Il me dit :
— C'est le flux et le reflux...
Je lui dis :
— Eh bien, quoi, le flux et le reflux ?
Il me dit :
— Le flux et le reflux me font « marée » !

"Sens dessus dessous"

Raymond Devos

Ed. Stock

UN CORPS ETENDU DANS LE CHAMP GRAVITATIONNEL D'UNE MASSE - EFFET DES MAREES.



Le champ gravitationnel d'une masse ponctuelle M varie en $1/r^2$. Par conséquent, les forces gravitationnelles aux deux endroits différents A et A' sur un corps étendu ne sont pas égales :

$$\begin{aligned} F(A') &< F(A) \\ &= F(A) - \Delta F \end{aligned}$$

Cette différence des forces peut être exprimée de façon simple si l'on suppose que la séparation radiale Δr entre A et A' est petite devant r :

$$\Delta F \approx \left(\frac{\Delta F}{\Delta r} \right)_r \Delta r$$

Considérons deux petites masses sphériques m , ayant chacune un rayon a , placées côte-à-côte à la distance D d'une masse M .



On suppose que chaque masse m est infiniment rigide (!) ; par contre, les deux masses sont liées par une force de cohésion F_c (atomique, gravitationnelle, nucléaire, etc...). Nous représentons ainsi un corps macroscopique de masse $2m$, de rayon $2a$; ce corps peut être un atome, un noyau ou une planète.

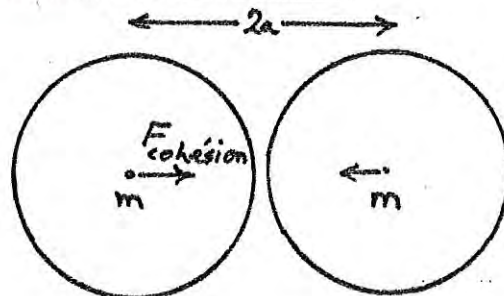
Les deux masses élémentaires sont soumises à des forces gravitationnelles différentes : la différence des forces, ΔF , est donnée par :

$$F = \left(\frac{\Delta F}{\Delta r} \right)_r \Delta r$$

$$= - \frac{2 G M m}{D^3} \times 2a$$

Cette différence de forces tend à séparer les masses ; quand elle est supérieure à la force de cohésion, les deux masses sont arrachées l'une de l'autre.

Force de cohésion gravitationnelle.



$$F_{\text{cohésion}} = \frac{G m^2}{(2a)^2}$$

Les deux masses sont arrachées quand :

$$\Delta F > F_{\text{cohésion}}$$

d'où la condition limite :

$$\frac{4 G M a}{D_{\text{limite}}^3} = \frac{G m^2}{4 a^2}$$

Cette condition peut être exprimée de façon plus commode en termes de densités ρ_m et ρ_M des masses m et M respectivement, et du rayon R de la masse M :

$$\left(\frac{R}{D_{\text{limite}}}\right)^3 = \frac{1}{16} \left(\frac{\rho_m}{\rho_M}\right)$$

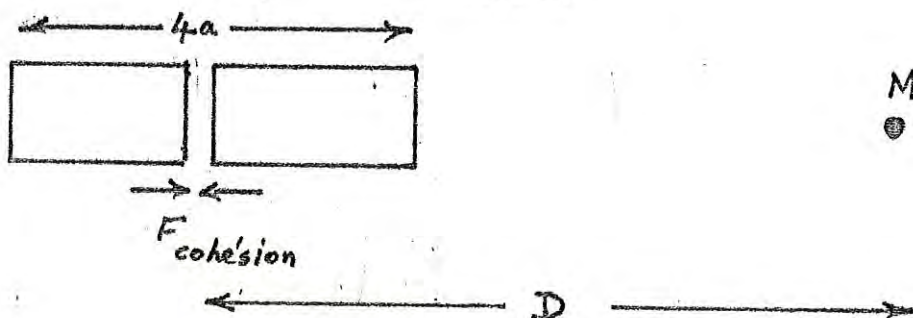
Cette relation exprime l'idée qu'un corps sans force de cohésion autre que la gravitation (par exemple, un satellite liquide) n'est pas stable quand sa distance à un autre corps est inférieure à D_{limite} . Dans le système solaire, $(\rho_m / \rho_M)^{1/3}$ est toujours de l'ordre de 1. Par conséquent :

$$D_{\text{limite}} \approx 2,5 R$$

Remarquons que les anneaux de Saturne se trouvent à l'intérieur de cette limite (ce qui ne prouve pas que leur état est liquide !).

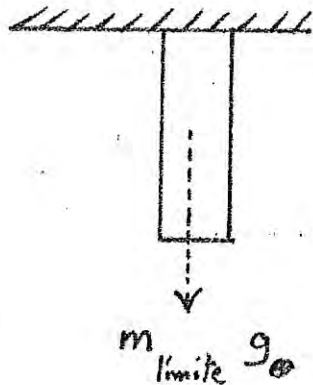
Force de cohésion de l'état solide.

Simplifions encore la géométrie du problème : considérons deux cylindres, chacun de masse m , de longueur $2a$, leurs axes étant dirigés vers la masse M .



La matière solide est liée par les forces interatomiques et intermoléculaires ; en principe, on devrait calculer $F_{\text{cohésion}}$ à partir de la physique microscopique. Cela n'est pas facile et on peut procéder de façon semi-empirique.

Considérons un solide assez faiblement lié - la glace.



On sait, par observation des stalactites, que la glace peut soutenir un certain poids maximum de sa propre matière : ce poids correspond à une longueur limite de l'ordre de 3 mètres. Donc, en assimilant un stalactite à un cylindre de section A , on peut exprimer la force de cohésion de la glace par :

$$F_{\text{cohésion}} \approx m_{\text{limite}} g_{\oplus}$$

où g_{\oplus} est l'accélération à la surface de la Terre ; d'où :

$$F_{\text{cohésion}} \approx 300 g_{\oplus} \times A$$

On a supposé que la densité de la glace est 1 g cm^{-3} .

Par conséquent, un cylindre de glace de longueur $4a$, est cassé par le champ gravitationnel quand :

$$\frac{4 G M m a}{D^3} > 300 g_{\oplus} \times A$$

Or :

$$m = 2a \times A$$

Donc, la condition limite s'exprime par :

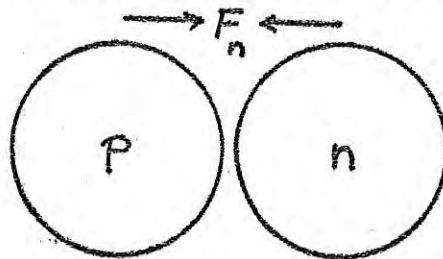
$$\frac{4 G M \times 2a^2}{D^3} = 300 g_{\oplus}$$

On trouve ainsi que, si l'anneau de Saturne est composé de glace (comme on l'a souvent supposé), il ne peut pas y avoir de morceaux dont la dimension dépasse quelques dizaines de kilomètres.

Remarquons que nous avons négligé entièrement la possibilité de fragmenter la matière autrement que par l'effet des marées : en effet, les morceaux sont probablement beaucoup plus petits.

Force de cohésion nucléaire.

Considérons un noyau de deutérium.



Nous avons déjà vu que la force de cohésion des nucléons à l'intérieur du noyau est de l'ordre de 8×10^8 dynes..

Donc, dans un champ gravitationnel, un noyau est décomposé quand :

$$\frac{2 G M m \times 10^{-13}}{D^3} \approx 8 \times 10^8$$

ce qui donne :

$$\left(\frac{R}{D}\right)^3 \rho_M \approx 2 \times 10^{50}$$

On voit alors que la force gravitationnelle peut, sous certaines conditions, avoir un effet supérieur à la force nucléaire : il est bien entendu que pour ceci, il faut que le corps M ait une densité de l'ordre de $10^{50} \text{ g cm}^{-3}$!

L'ÉNERGIE

Quand on déplace un corps contre une force, il faut dépenser une certaine quantité d'énergie ; par contre, le mouvement dans le sens d'attraction d'une force amène à une libération de l'énergie. La quantité d'énergie libérée sera fonction de la grandeur de la force.

Energie thermonucléaire.

Nous avons vu que la masse d'un noyau atomique est inférieure à la somme des masses des nucléons individuels. Cette différence correspond au potentiel attractif nucléaire à l'intérieur du noyau.

Or, on sait qu'une quantité de masse m correspond à une quantité d'énergie E :

$$E = m c^2$$

où c est la vitesse de la lumière.

Par conséquent, à un changement de masse correspond un changement d'énergie : si, à partir de quelques nucléons, on fabrique un noyau, la différence de masse Δm se manifeste par la libération d'une quantité d'énergie $\Delta m c^2$.

Considérons, par exemple, la création de He. Le noyau de He est composé de quatre nucléons - 2 protons et 2 neutrons ; sa masse est 6.647×10^{-24} g. La masse de quatre nucléons pris séparément est 6.694×10^{-24} g. Il y a donc un "défaut de masse" Δm égal à environ 5×10^{-26} g par noyau de He ; si une quantité de matière "libre" m est convertie en noyaux d'hélium, une fraction $\Delta m / m$ est "libérée" sous forme d'énergie :

$$\frac{\Delta m}{m} \approx .007$$

On suppose que ce processus est la source de l'énergie rayonnée par le Soleil ; les nucléons "de départ" sont les noyaux

d'hydrogène (les protons). En réalité, la transformation n'est pas directe - il n'y a aucun moyen simple de transformer 4 protons en 2 protons + 2 neutrons ; néanmoins, du point de vue énergétique, nous pouvons négliger les étapes intermédiaires.

Nous pouvons ainsi calculer la limite supérieure à la durée de vie du Soleil τ_{\odot} dans son état actuel :

$$\tau_{\odot} \approx \frac{\left(\frac{\Delta m}{m}\right) \times (\text{masse du Soleil}) \times c^2}{4 \times 10^{33}}$$

↑
(énergie rayonnée par le Soleil par sec.)

$$\approx 4 \times 10^{11} \text{ ans}$$

Remarquons que ce processus thermonucléaire est sujet à une contrainte importante : les protons se repoussent. On sait que, une fois que la séparation des protons est inférieure à 10^{-13} cm, les forces nucléaires l'emportent sur la force de Coulomb ; toutefois, pour faire approcher 2 protons aussi près l'un de l'autre, il faut que l'énergie cinétique dépasse le potentiel électrostatique. On a alors, pour que les réactions thermonucléaires puissent "fonctionner" :

$$\frac{m v^2}{2} > \frac{e^2}{10^{-12}}$$

on admet généralement que le processus fonctionne avec une faible efficacité déjà à une séparation de 10^{-12} cm.

Or, pour un milieu à la température T :

$$k T \approx \frac{m v^2}{2}$$

où k est la constante de Boltzmann.

On trouve alors une condition limite sur la température du milieu :

$$k T \gtrsim \frac{e^2}{10^{-12}}$$

d'où :

$$T \gtrsim 10^7 \text{ } ^\circ\text{K}$$

Dans le cas du Soleil, cette température n'est atteinte que dans une région centrale renfermant environ 10 % de la masse totale (à titre de comparaison, la température superficielle du Soleil est d'environ 6000°K). : par conséquent, la durée de vie du Soleil n'est que 10 % de celle calculée ci-dessus, soit $\approx 10^{10}$ ans.

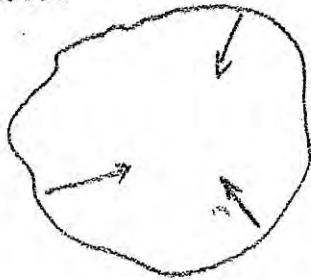
Energie gravitationnelle.

Quand une masse m arrive de très loin à la surface d'un corps, elle acquiert une énergie $U = GMm / R$.

Si cette énergie peut être transmise au corps, il se chauffe et rayonne de l'énergie.



Or, pour M , m donnés, le réchauffement est d'autant plus grand que R est petit : c'est-à-dire que la densité est grande. L'énergie ainsi libérée peut être très grande pour des corps très denses.



Remarquons qu'une masse de gaz qui se contracte sous sa propre gravitation peut s'échauffer par la libération de l'énergie gravitationnelle : c'est le processus envisagé pour le "démarrage" des étoiles.

Une masse sphérique de gaz, de rayon R , possède une quantité U d'énergie potentielle : l'analyse dimensionnelle montre que :

$$U \propto \frac{G M^2}{R}$$

Si la sphère est homogène et si la densité est uniforme, on montre que :

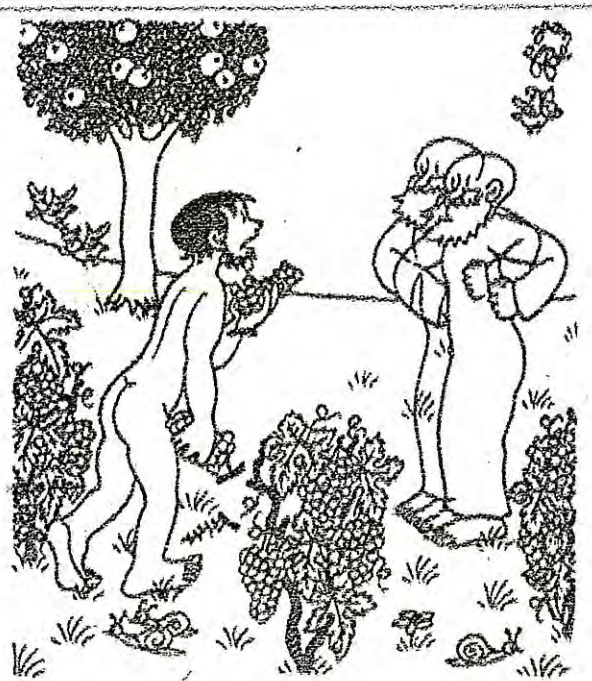
$$U = \frac{3}{5} G \frac{M^2}{R}$$

ETATS DE LA MATIERE

On reconnaît habituellement les états gazeux, liquides et solides. Les gaz sont compressibles et très peu denses ; les liquides sont denses mais ne résistent pas aux forces de cisaillement et les solides gardent leur forme et résistent à toute déformation.

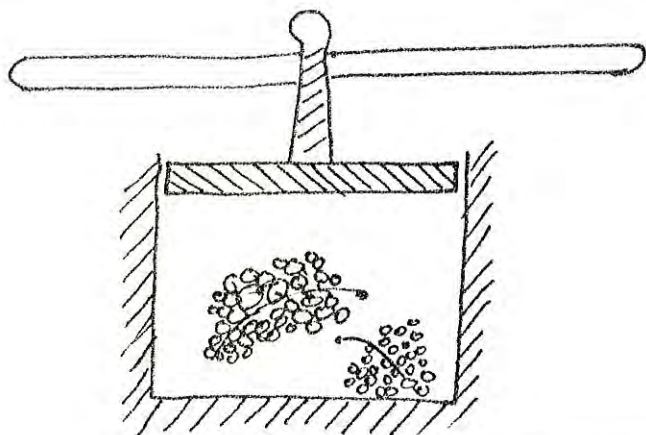
Il se trouve que cette classification ait un sens aux conditions normales de nos laboratoires : pourtant, quand les conditions s'en écartent beaucoup, les définitions habituelles perdent leur valeur.

On va alors, en guise de pause, étudier.....



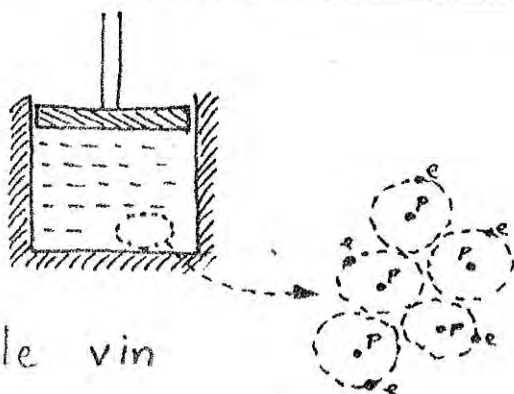
— Il y a deux Dieu pour les ivrognes!

Une petite expérience vinicole



matériel :
 presseur très résistant
 raisins

1)

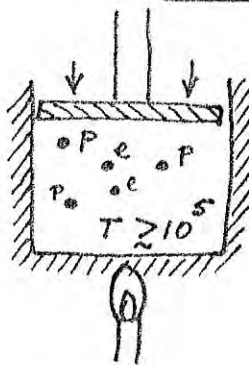


le vin

raisins comprimés jusqu'à
 l'état liquide. Milieu devient
 incompressible, parce que les
 électrons atomiques empêchent
 l'interpénétration.

$$\rho \approx \frac{10^{-24}}{(10^{-8})^3} \approx 1 \text{ g cm}^{-3}$$

2)



le vin chaud

l'ensemble chauffé à T telle
 que $kT \gtrsim e^2/10^{-8}$;

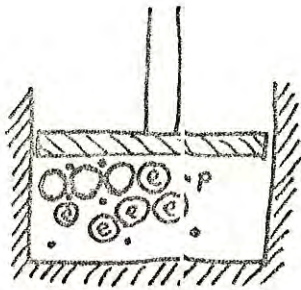
$$T \gtrsim 10^5 \text{ } ^\circ\text{K}$$

Liaisons e-p brisées, les
 électrons et les protons sont
 libres, la force de répulsion
 électrostatique à une distance
 10^{-8} cm est faible, et donc les
 particules peuvent s'approcher.

Milieu devient compressible, gazeux, avec :

$$\rho \gg 1 \text{ g cm}^{-3}$$

3)



vin dégénéré

au bout d'une certaine compression.
Limite quantique électronique
atteinte ; selon Heisenberg :

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar$$

⇓

les électrons ne peuvent pas être

comprimés dans un volume plus petit que $(\Delta x)^3$:

$$\Delta x > \hbar / (\Delta p) = \hbar / \sqrt{2 m_e E_e}$$

$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}$$

Quand les vitesses des électrons sont faibles,

$$E_e \ll m_e c^2$$

d'où :

$$\text{séparation des électrons} > \hbar / m_e c \sqrt{2} \approx 3 \times 10^{-11} \text{ cm.}$$

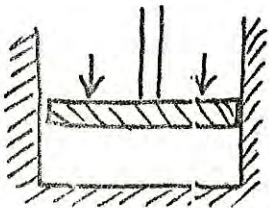
Donc, à une séparation de $\approx 10^{-11}$ cm,

milieu devient difficilement compressible ; sa densité est $\geq 10^7$

Vitesses faibles \Rightarrow condition thermique :

$$\begin{aligned} kT &\ll m_e c^2 \\ \text{d'où } T &\ll 10^9 \text{ °K} \end{aligned}$$

4)



Néanmoins, on continue.....
c'est à dire on oblige
à diminuer.



$\Delta p \approx \hbar / \Delta x$ augmente ; l'énergie des électrons
augmente (énergie fournie par le travail de compression) ; si on persiste,
l'énergie cinétique dépasse $m_e c^2$ et l'équation

$$E_e = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}$$

est plus valable.... il faut remplacer par équivalent relativiste :

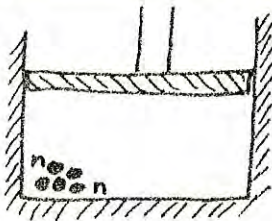
$$p = \frac{m_e c}{\sqrt{[1 - v^2/c^2]}} = \frac{E}{c}$$

Dans cette nouvelle limite $\Delta x \sim \hbar c / E_e$;

E_e augmente tant qu'on travaille, et ...

Δx décroît. Milieu est très dense, et compressible. Aussi très chaud ($KT = E$). Les électrons sont maintenant si énergétiques que la "réaction" $e + p \rightarrow n$ marche. Le milieu se transforme peu à peu en neutrons

5)



Vin nucléaire

Limite quantique nucléaire atteinte.

$$\Delta x > \hbar / m_n c \approx 10^{-13} \text{ cm}$$

$$\rho \approx 10^{15} \text{ g cm}^{-3}$$

Milieu redevient très résistant aux compressions (tant que l'énergie cinétique des neutrons, protons, reste inférieure à $M_n c^2$).

6) En continuant, les nucléons sont contraints de plus en plus, leur énergie $\sqrt{[2m_n E]} = \hbar / \Delta x$ augmente, jusqu'à ce que $E = m_n c^2$.

A ce moment :

$\Delta x = \hbar c / E$ (équation relativiste), la résistance contre les compressions décroît, et le milieu peut apparemment être comprimé sans fin.....

VIN FICHU...

Quelques étapes "alcooliques" dans la vie d'une étoile.

Nous avons vu que, pour passer d'un état physique à un autre, il faut fournir de l'énergie. Dans le cas du pressoir à vin, l'énergie est fournie par celui qui tourne la manivelle (Énergie récupérée après quand le vin est prêt...); dans le cas d'une étoile, l'énergie est fournie par la gravitation.

Il est généralement admis (une façon savante d'exprimer l'idée qu'on ne sait pas), qu'une étoile fut à l'origine une masse étendue de gaz - essentiellement de l'hydrogène. Ce gaz, à un moment donné, s'est mis en contraction gravitationnelle et la contraction libère de l'énergie. Comme dans l'expérience vinicole, le gaz va traverser une série d'états compressibles, dont chacun se termine par un état très incompressible. Si l'énergie libérée par la contraction n'est pas suffisante pour surmonter un état incompressible particulier, l'étoile s'arrête à cet état et n'évolue plus. Par contre, si l'énergie est suffisante, la contraction continue et entraîne de nouveaux phénomènes.

Nous allons considérer les états physiques d'une masse de gaz, initialement non-ionisé, qui se met à se contracter.

1) Tant que les distances interatomiques restent supérieures au rayon atomique (10^{-8} cm), le gaz est compressible et se contracte. Quand sa densité est suffisamment élevée, il devient opaque au rayonnement et l'énergie libérée par la contraction chauffe le gaz.

Une résistance à la contraction peut apparaître au moment où la séparation interatomique est de l'ordre de 10^{-8} cm. Si le gaz est encore neutre, le milieu finira par devenir un corps solide ou liquide - les atomes neutres ne peuvent pas s'interpénétrer et on verra apparaître les forces de cohésion interatomique ou intermoléculaire.

La condition limite pour que le gaz se stabilise ainsi peut être estimée de la façon suivante :

énergie libérée par la contraction gravitationnelle d'une région de gaz de masse M , d'un rayon très grand en une sphère de rayon R

$$\approx \text{énergie potentielle d'une sphère rayon } R$$

$$\approx \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} = \frac{3}{5} \frac{G(Nm_a^2)}{R}$$

où m_a = masse d'un atome

N = nombre d'atomes

Energie d'un atome dans un milieu à la température $T = \frac{3}{2} kT$

Energie thermique de l'ensemble des atomes du gaz = $\frac{3}{2} NkT$

Cette énergie thermique est supposée acquise par suite de la contraction gravitationnelle : donc

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{5} G \frac{N^2 m_a^2}{R} = \frac{3}{2} NkT$$

(1) se trouve que seulement la moitié de l'énergie gravitationnelle est "disponible")

Or :

$$\frac{4}{3} \pi R^3 = N a_0^3$$

où a_0 = séparation interatomique.

Donc :

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{5} \cdot \frac{G N^2 m_a^2}{\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} N^{1/3}} = \frac{3}{2} NkT$$

d'où :

$$(N m_a)^{2/3} = M_{\text{limite}}^{2/3} = \frac{5 k T a_0}{G m_a^{4/3}} \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3}$$

$$\text{Donc : } M_{\text{limite}} = 1.8 \times 10^{35} (T a_0)^{1.5}$$

L'hydrogène est ionisé à environ 10^5 °K. Par conséquent, si au moment où $a_0 \approx 10^{-8}$ cm, la température reste bien inférieure à 10^5 , le milieu devient incompressible et se "solidifie" ou se "liquéfie". Cette condition correspond à une masse limite :

$$M_{\text{limite}} = 1.8 \times 10^{35} \times [10^5 \times 10^{-8}]^{1.5} \approx 6 \times 10^{30} \text{ g}$$

Remarquons que la masse de toute planète est inférieure à 6×10^{30} g ; la masse de Jupiter est 2×10^{30} g.

2) Si la masse du gaz est supérieure à environ 6×10^{30} g, les atomes s'ionisent et le milieu reste compressible (la dimension d'un noyau $\ll 10^{-8}$ cm) ; la contraction continue jusqu'à ce que la température puisse atteindre 10^7 °K, de façon à ce que les réactions thermonucléaires puissent "soutenir" l'étoile. Pourtant, il se peut que la condition quantique non-relativiste se présente

pour les électrons avant que la température n'atteigne 10^7 °K : à ce moment, la contraction s'arrête, les réactions thermonucléaires ne démarrent pas, et l'état physique du milieu est celui d'un gaz dégénéré non-relativiste (relativement froid).

La condition limite est encore exprimée par :

$$M_{\text{limite}}^{2/3} = [N_e m_p]^{2/3}$$

$$= \frac{5 K T a_0}{G m_p^{4/3}} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3}$$

où : N_e = nombre d'électrons libres (milieu ionisé)
 = nombre de protons libres (hydrogène)

m_p = masse d'un proton

La température appropriée est 10^7 °K ; a_0 est la séparation électronique qui correspond à un état dégénéré à la température T.

a_0 est calculé à partir du principe d'Heisenberg :

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar$$

d'où :

$$a_0 p \approx \hbar \quad \text{dans le cas limite.}$$

Or :

$$E = \frac{3}{2} k T = \frac{m_e v^2}{2} = \frac{2 p^2}{m_e}$$

d'où

$$a_0 = \frac{\hbar}{(3 m_e k)^{1/2}} T^{-1/2}$$

Par conséquent :

$$M_{\text{limite}}^{2/3} = \frac{5 K T^{1/2} \hbar}{G m_p^{4/3} (3 m_e k)^{1/2}} \left[\frac{3}{4\pi} \right]^{1/3}$$

d'où

$$M_{\text{limite}} \approx 4 \times 10^{26} T^{3/4}$$

En prenant $T = 10^7$, on trouve :

$$M_{\text{limite}} \approx 10^{32} \text{g} \approx 0.05 M_{\text{Soleil}}$$

Donc, si la masse de l'objet est inférieure à environ $0.05 M_{\text{Soleil}}$, une étoile (définie comme corps alimenté par des sources internes d'énergie) n'est pas formée ; pourtant, ce corps n'est pas une planète puisque son état physique est celui d'un gaz. Ce genre d'objet hypothétique s'appelle une naine noire ; il est dense, dégénéré, de luminosité essentiellement nulle (sinon on infra-rouge), et il n'évolue plus (sinon pour se refroidir lentement).

3) Si la masse est supérieure à environ 10^{32} g, la température atteint 10^7 °K avant que la matière devienne dégénérée et ce sont les réactions thermonucléaires qui vont empêcher l'étoile de s'écrouler. On suppose que le Soleil est dans cet état, ainsi que la plupart des autres étoiles.

Pourtant, cette étape ne dure pas indéfiniment, parce que le "stock" d'hydrogène est limité ; au bout d'un certain temps (10^{10} ans dans le cas du Soleil), ce stock s'épuise, l'étoile devient de nouveau instable et se met à se contracter.

Par suite de la contraction, de l'énergie gravitationnelle est transformée en énergie thermique et l'intérieur de l'étoile commence à se réchauffer. La prochaine réaction thermonucléaire, la transformation de l'hélium en carbone, exige une température de l'ordre de 10^8 °K ; l'étoile peut-elle atteindre cette température avant que la dégénérescence électronique (pour des électrons toujours non-relativistes) ne l'arrête ?

Comme auparavant, la condition est exprimée sous forme d'une masse limite qui atteint la température T : le calcul est fait de la même façon que dans le cas des naines noires, sauf que maintenant la masse M de l'étoile s'écrit :

$$M = 2 N_e m_p .$$

Cela est dû au fait que, pour les noyaux d'éléments plus lourds que l'hydrogène, le nombre de nucléons est environ 2 fois plus grand que le nombre de protons. Comme le nombre d'électrons est égal au nombre de protons, la masse de l'étoile est égale à $2 N_e m_p$.

On trouve donc que la masse limite pour qu'une étoile puisse se chauffer aisément jusqu'à 10^8 °K est donnée par :

$$M_{\text{limite}} \approx 10^{26} \times T^{3/4} \quad \text{avec } T = 10^8 \\ \approx 10^{32} \text{ g}$$

Toute étoile peut alors atteindre ce stade.

4) Le stade précédent dure relativement peu de temps, parce que la réaction en question est assez peu efficace. Comme précédemment, quand le "combustible" est épuisé, l'étoile se contracte pour "pouvoir" atteindre la température de la réaction suivante, soit la transformation de carbone en éléments encore plus lourds ; la température nécessaire est de l'ordre de 10^9 °K.

A partir de l'équation non-relativiste, on trouve déjà que les étoiles éprouvent quelques problèmes pour atteindre 10^9 °K :

$$M_{\text{limite}} = 10^{26} \times (10^9)^{3/4}$$

$$\approx 6 \times 10^{32} \text{ g} \approx 3 M_{\text{Soleil}}$$

Comme dans le cas des "naines noires", c'est la dégénérescence électronique qui empêche la contraction nécessaire.

Cette estimation de la masse limite peut être raffinée, en remarquant qu'à 10^9 K les électrons sont relativistes et il convient donc d'exprimer le principe d'Heisenberg en termes de quantités relativistes. En particulier :

$$E = pc$$

d'où :

$$\Delta x = \frac{\hbar}{\Delta p} = \frac{\hbar c}{\Delta E}$$

Comme auparavant, l'énergie acquise par suite de la contraction gravitationnelle = $E = \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{5} G \frac{[2N_e m_p]^2}{R}$

il s'agit d'éléments lourds.

Pour que la contraction puisse continuer librement jusqu'à la prochaine température de "combustion", la séparation des électrons ne devrait pas être inférieure à l'incertitude de position donnée par le principe de Heisenberg ; dans le cas limite

$$a_0 = \Delta x = \frac{\hbar c}{E_e}$$

où E_e est l'énergie (relativiste) d'un électron.

Or :

$$N_e a_0^3 = \frac{4\pi}{3} R^3$$

d'où :

$$E = N_e E_e = \hbar c \frac{N_e}{a_0} = \frac{N_e \hbar c}{\left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} R}$$

On a alors pour la condition limite :

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{5} \cdot G \frac{[2N_e m_p]^2}{R} = \frac{N_e \hbar c}{\left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} R}$$

La masse limite est

$$M = 2N_e m_p$$

On trouve alors :

$$M \approx 3 \times 10^{33} \text{ g} \\ \approx 1.5 \times \text{masse du Soleil.}$$

Il s'en suit que toute étoile dont la masse est inférieure à environ 1.5 x masse du Soleil arrête son évolution au moment où ses régions centrales sont transformées en Carbone ; la densité de la matière sera de l'ordre de $\lesssim 10^8 \text{ g cm}^{-3}$

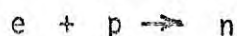
On prévoit que de tels objets seront très petits :

$$R \approx [10^{33} / 10^8]^{1/3} \\ \approx 2 \times 10^8 \text{ cm} \\ \approx .01 \times \text{rayon du Soleil.}$$

Ils seront chauds (température centrale entre 10^8 et 10^9 °K) et leur luminosité sera très faible (à cause de leur petite dimension). De tels objets ont été observés : on appelle des "naines blanches".

5) Si la masse stellaire dépasse $1.5 M_{\text{Solaire}}$, la dégénérescence électronique n'est pas suffisante pour arrêter la contraction : l'étoile peut atteindre et dépasser 10^9 °K. La suite des événements est très peu claire : on suppose que plusieurs processus thermonucléaires, synthétisant les éléments de plus en plus lourds (jusqu'à fer) se succèdent avec une échelle de temps très courte (parce que ces réactions sont de moins en moins efficaces). Finalement, les "ressources" thermonucléaire sont épuisées et l'étoile doit se contracter catastrophiquement ; la contraction est très probablement accompagnée d'une explosion violente de la couche externe (composée de la matière encore "vierge") qui libérerait alors en un temps très court beaucoup d'énergie (supernova).

Les électrons de la partie centrale (étant très chauds) sont très relativistes ; par conséquent, leur dégénérescence ne pose aucun obstacle à la contraction. Comme la température augmente, la réaction endothermique



devient énergétiquement favorable ; le milieu se transforme lentement en neutrons, devenant par la même encore plus compressible à cause de la disparition des électrons.

La contraction peut être arrêtée si les nucléons peuvent devenir dégénérés : ceci se fait quand la séparation moyenne des particules à l'intérieur de l'étoile est donnée par :

$$\Delta x \approx \frac{\hbar}{m_n c} \approx 10^{-13} \text{ cm}$$

(la même formule que pour les électrons "froids", en remplaçant m_e par m_n). Cette séparation correspond à une densité de l'ordre de $10^{15} \text{ g cm}^{-3}$, ou un rayon stellaire de l'ordre de 10 à 100 km.

Remarquons que l'état physique d'un tel milieu va très probablement ressembler à celui d'un solide, plutôt qu'à celui d'un gaz : à une séparation de 10^{-13} cm , les forces nucléaires (portée $\approx 10^{-13} \text{ cm}$) vont intervenir pour produire, en quelque sorte, une force de cohésion entre nucléons. On conçoit que les nucléons vont pouvoir s'arranger dans un "réseau cristallin" très dense et très résistant à toute déformation.

On appelle ce corps hypothétique une "étoile à neutrons" : en fait, il ne sera pas composé entièrement de neutrons, mais aura aussi un nombre important d'électrons, de protons et peut être (dans des régions centrales) d'autres particules élémentaires. On suppose que les pulsars sont des étoiles à neutrons.

6) Une étoile à neutrons est soutenue contre les forces de la gravitation par la dégénérescence de ses nucléons encore non-relativistes. Pourtant, si la contraction avait pu chauffer la matière à une température telle que les nucléons soient relativistes, la dégénérescence n'aurait pas pu fournir le soutien et l'étoile se serait effondré, cette fois-ci apparemment sans arrêt.

La masse limite supérieure pour une étoile à neutrons est calculée (presque) comme celle d'une naine blanche :

$$E = \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{5} \cdot \frac{G \cdot (N_n m_n)^2}{R}$$

où N_n est le nombre de nucléons.

On a aussi, dans le cas limite :

$$E = N_n E_n = \frac{\hbar c}{\Delta x} N_n = \frac{N_n^{4/3} \hbar c}{\left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} R}$$

où E_n est l'énergie (relativiste) d'un nucléon.

On trouve ainsi que :

$$M = N_n m_n \approx 10^{34} \text{ g} \approx 5 M_{\text{solaire}}$$

Ce chiffre est sujet à des incertitudes énormes ; de plus, ce

n'est pas la masse initiale de l'étoile qui importe, mais la masse au moment de la dernière contraction. Or, on conçoit aisément qu'une étoile perde de la masse au cours de sa vie et surtout lors de l'explosion d'une supernova : on ignore la valeur de la masse résiduelle. Par conséquent, on ne sait pas si de vraies étoiles peuvent dépasser la limite de la dégénérescence nucléaire.

7) Si la masse résiduelle est supérieure à environ $5 M_{\text{solaire}}$, l'objet est compressible (ses nucléons sont relativistes) et il n'y a plus aucun moyen connu d'arrêter la contraction. La densité peut alors croître énormément ($\rho \gg 10^{15}$) sans que les lois de la physique l'en empêche.

Les propriétés d'un tel objet pourraient être très curieuses.

Mentionnons-en deux :

(a) Si la densité atteint $\rho \approx 10^{51}$, les noyaux et les nucléons sont dissociés par l'effet des marées (voir le début) - par conséquent, le comportement physique de l'objet dans son ensemble est déterminée uniquement par la masse, le charge, la rotation. Les lois de la physique actuelle ne nous renseignent pas sur la nature physique de la matière à l'intérieure d'un tel corps.

(b) Considérons une particule en orbite autour d'un corps de masse M à la distance R : on a

$$\frac{m v^2}{R} = \frac{G M m}{R^2}$$

d'où la vitesse orbitale :

$$v^2 = \frac{GM}{R}$$

La vitesse orbitale ne peut pas être supérieure à c , la vitesse de lumière ; on trouve ainsi la condition pour que les photons eux-mêmes restent "en orbite" autour de la masse M :

$$\frac{GM}{R} = c^2$$

d'où

$$R = \frac{GM}{c^2}$$

Dans le cas des étoiles ordinaires, on remarque que le "rayon orbital" pour un photon est très inférieur au rayon de l'étoile même ; par exemple, dans le cas du Soleil :

$$R \approx 1 \text{ km}$$

Donc, la condition n'est vérifiée ni pour les étoiles ordinaires, ni pour les

étoiles à neutrons. Par contre, on a vu qu'une étoile plus massive qu'environ $5 M_{\odot}$ peut se contracter indéfiniment et en particulier parvenir à un rayon inférieur à GM/c^2 . Dans le cas d'un objet de $5 M_{\text{Soleil}}$, cela implique une densité supérieure à $10^{28} \text{ g cm}^{-3}$. On remarque qu'un tel objet ne peut pas émettre de l'énergie (tout au moins, dans cette limite classique ; une analyse plus raffinée met en évidence des phénomènes plus subtiles, à base quantique, tels que l'énergie peut effectivement "tunneler" vers l'extérieur); de plus, tout corps qui "tombe" dedans y reste. On appelle ces corps hypothétiques des "trous noirs" ; on n'en connaît pas un seul exemple dont la nature de trou noir soit établie de façon sûre.

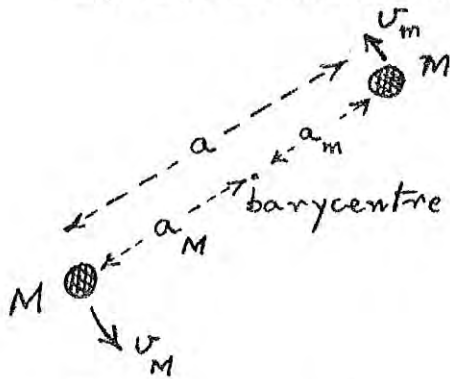
IDENTIFICATION DES NAINES BLANCHES

"L'état" naine blanche est caractérisé par :

- (a) un rayon faible ($\approx .01 R_{\text{Soleil}}$)
- (b) une masse $< 1.5 M_0$
- (c) une densité très élevée ; $\rho \lesssim 10^8 \text{ g cm}^{-3}$
- (d) une temp. superficielle \gtrsim la température superficielle du soleil.

Comment a-t-on pu identifier expérimentalement des objets qui vérifient ces critères ?

Masse : en général, on peut trouver la masse d'un corps de façon univoque seulement si un deuxième corps est perturbé par son attraction gravitationnelle - par exemple, la masse de Phobos, satellite de Mars, a été déterminée par les perturbations de la sonde Viking II. Un exemple particulièrement important est celui d'un système d'étoiles doubles.



Les composantes d'un système binaire gravitent autour du barycentre. Si la période du système est P, on a :

$$P = \frac{2\pi a_M}{v_M} \quad \text{pour la masse } M$$

$$= \frac{2\pi a_m}{v_m} \quad \text{pour la masse } m.$$

d'où : $a_M / a_m = v_M / v_m$

En supposant que les orbites sont circulaires :

$$\frac{GMm}{a^2} = \frac{M v_M^2}{a_M} \quad \text{équilibre de la masse } M$$

$$= \frac{m v_m^2}{a_m} \quad \text{équilibre de la masse } m$$

d'où :

$$\frac{M}{m} = \frac{v_m}{v_M} = \frac{a_m}{a_M} \quad (1)$$

On a aussi :

$$a = a_m + a_M$$

d'où :

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(m+M)} \quad (2)$$

On reconnaît la troisième loi de Képler pour le cas où l'on ne peut pas négliger la masse d'un corps par rapport à l'autre.

Pour calculer la masse de chaque étoile, il faut connaître les quantités qui interviennent dans les équations (1) et (2), soit la période P du système, la séparation des deux étoiles, et le rapport de leurs vitesses orbitales (effet Doppler) ou le rapport de leurs distances au barycentre, (étude des orbites des deux composantes).

Il faut connaître en plus 2 quantités "cachées".

- a) La distance du système binaire; en effet, on mesure sur le ciel des séparations angulaires: pour les transformer en unités de distance, il faut connaître la distance du système.
- b) L'orientation du plan orbital du système par rapport à la ligne de visée; en effet, on observe une projection de l'orbite sur la sphère céleste et les paramètres orbitaux mesurés ne sont que les projections. On déduit l'inclinaison du plan à partir de la forme apparente de l'orbite.

On connaît relativement peu d'étoiles pour lesquelles l'ensemble de ces mesures est possible; par conséquent, relativement peu d'étoiles ont des masses connues de façon univoque.

Température : on connaît plusieurs façons de déterminer la température d'une étoile. Une des méthodes très utilisée est basée sur l'hypothèse (parfois assez mal vérifiée) que le rayonnement émis suit la loi de Planck pour un corps noir :

$$I(\nu) \propto \nu^3 / [e^{h\nu/kT} - 1]$$

Si on peut mesurer la distribution spectrale (ne serait-ce que dans un domaine spectral limité) du rayonnement émis, on peut alors calculer la quantité T qu'on appellera par la suite "la température" superficielle de l'étoile.

Le rayon : il est extrêmement difficile de déterminer directement le rayon d'une étoile, car les étoiles ne sont pas résolues. Dans le cas de quelques étoiles géantes (≈ 10 à 100 fois le rayon du Soleil), on a pu obtenir des renseignements par l'interférométrie, mais cette méthode ne s'adapte pas aux étoiles plus petites. Pour elles, on admet que l'étoile rayonne comme un corps noir, que la température mesurée à partir de la distribution spectrale a un sens physique, et que la loi de Stefan est vérifiée :

$$E \propto 4 \pi R^2 T^4$$

où E est l'énergie rayonnée dans toute la gamme spectrale.

Or, on sait mesurer la luminosité apparente d'une étoile à une fréquence donnée. A partir de T , on peut transformer cette luminosité apparente monochromatique en luminosité apparente intégrée sur toutes les fréquences. Si on connaît aussi la distance de l'étoile, on peut alors calculer l'énergie rayonnée à la surface, ce qui nous permet d'estimer R par la loi de Stefan.

C'est ainsi qu'on a pu mettre en évidence l'existence d'une classe d'étoiles très chaudes et très denses. Le cas le plus célèbre est le compagnon de Sirius. Déjà au début du 19e siècle, on a pu démontrer que Sirius possède un compagnon de masse stellaire : le mouvement de Sirius par rapport à la Terre est modulé par une composante oscillatoire. Cette "oscillation" était interprétée comme la manifestation d'un mouvement orbital autour d'un barycentre, superposé sur le mouvement rectiligne habituel. Sirius B, une étoile très faible, fut observée pour la première fois en 1862, ce qui a permis une détermination de sa masse $\approx M_{\text{Solaire}}$. Les analyses spectrales faites au début du 20e siècle nous ont donné sa température ($\approx 7000^\circ\text{K}$), ainsi que son rayon $\approx .03 R_{\text{Solaire}}$. L'objet était donc beaucoup plus dense que tout corps connu : l'interprétation physique en termes d'une matière dégénérée n'était venue qu'après le développement de la mécanique quantique, vers 1925.

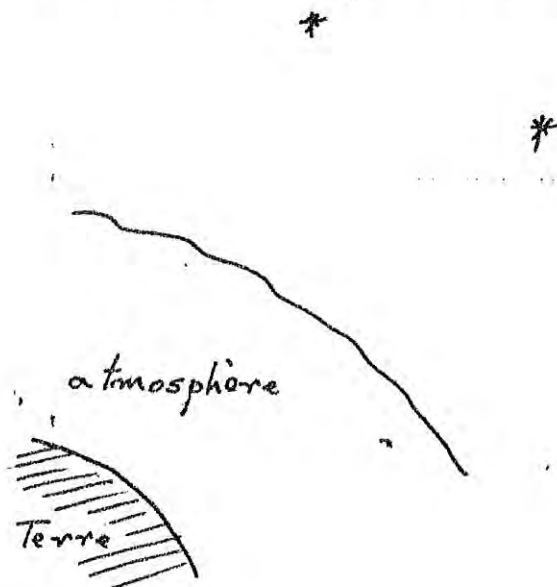
Les masses des naines blanches connues aujourd'hui varient d'environ $.3 M_{\text{Solaire}}$ jusqu'à environ $1 M_{\text{Solaire}}$ et leurs rayons de $.01 R_{\text{Solaire}}$ jusqu'à environ $.03 R_{\text{Solaire}}$. Leurs densités sont typiquement de l'ordre de 10^6 g cm^{-3} .

LES PULSARS

La découverte des pulsars fut fortuite ; ils ont été découverts lors d'une étude de la "scintillation" des sources radio.

Nous commençons avec une digression sur la scintillation optique des étoiles.

Scintillation optique : pourquoi les étoiles scintillent mais pas les planètes?



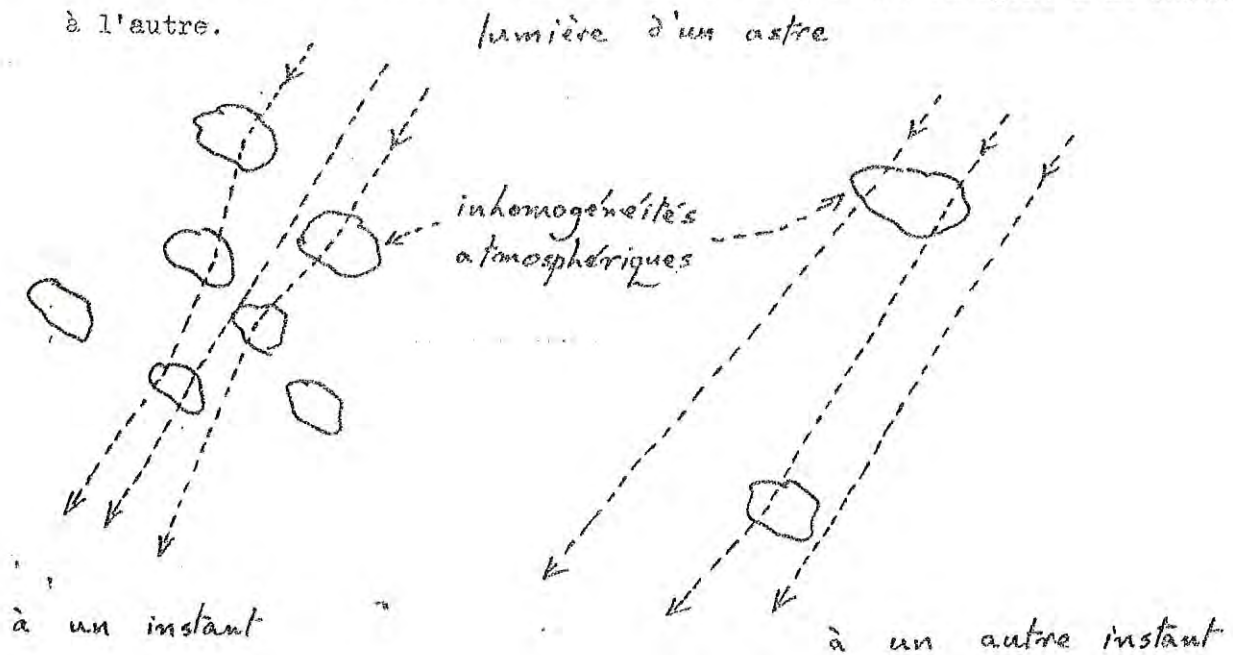
"Twinkle, twinkle, little bat !
How I wonder what you're at !
Up above the world you fly,
Like a tea-tray in the sky.
Twinkle, twinkle ...
"Alice au pays des merveilles",
Lewis Carroll.

De la surface de la Terre, nous voyons tout astre à travers l'atmosphère ; à part l'absorption sélective de certaines longueurs d'onde, l'atmosphère est responsable aussi du phénomène de "scintillation".

L'atmosphère n'est ni homogène ni stable ; dans un endroit donné il y a toujours des changements de pression, de température, même de composition chimique (surtout en ce qui concerne la teneur en vapeur d'eau). Ces changements se succèdent à plusieurs échelles de temps différentes et l'intervalle entre changements peut être bien inférieur à une seconde.

Aux changements de l'état physique d'un endroit particulier correspondent des changements de l'indice de réfraction du gaz. La variation n'est pas grande ; toutefois, les astres sont observés à travers toute l'épaisseur de l'atmosphère, et nous observons donc l'effet accumulé de plusieurs variations de l'indice de réfraction sur la ligne de visée. Les variations sont aléatoires (façon savante de dire que nous ne savons pas trop bien comment elles se succèdent) : par conséquent, les chemins optiques

parcourus dans l'atmosphère par la lumière d'un astre changent d'un instant à l'autre.

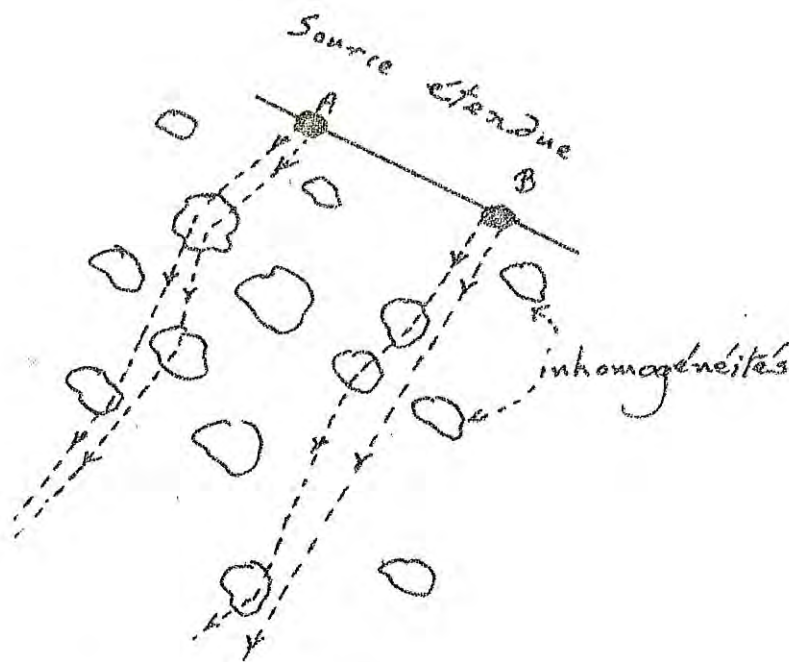


Des chemins optiques inégaux correspondent aux déphasages relatifs ; comme en général nous observons la superposition de quelques rayons lumineux à la fois, il va y avoir parfois un renforcement et parfois une annulation de la lumière - l'éclat de l'astre va varier rapidement.

C'est, très brièvement, l'interprétation du phénomène de la scintillation. Elle est particulièrement forte quand nous observons une étoile à travers une couche atmosphérique très turbulente.

Toutefois, certains astres ne scintillent jamais - par exemple, la Lune. Pourquoi ?

Les irrégularités de l'atmosphère ont des dimensions assez limitées. Considérons un astre, dont la dimension angulaire est très supérieur à la dimension angulaire type des irrégularités atmosphériques.



La lumière d'un endroit comme "A" sur la source parvient à l'observateur à travers plusieurs irrégularités : elle subit alors le phénomène que nous venons de décrire et son éclat va varier de façon aléatoire. Il en est de même pour la lumière de "B" ; pourtant, comme la séparation angulaire entre A et B est supérieure à la dimension typique d'une irrégularité, on l'observe à travers une autre série d'irrégularités et son éclat va varier de façon indépendante des variations de A.

Il s'en suit que chaque endroit d'une source étendue scintille en effet, mais les scintillations individuelles ne sont pas corrélées ^{et} donnent en moyenne un éclat constant ; comme à l'œil nu la Lune est observée dans son ensemble, son éclat va apparaître constant. Le phénomène de la "scintillation" des régions individuelles sur la Lune se manifeste au télescope, où nous voyons que la clarté des endroits différents varie continuellement et de façon indépendante.

Par conséquent, seuls les astres dont la dimension angulaire est inférieure à celle des irrégularités atmosphériques vont scintiller ; en particulier, les étoiles scintillent parce que leurs dimensions angulaires sont effectivement nulles à cause de leur grande distance. Par contre, les

planètes ne scintillent pas en général parce que leurs dimensions angulaires sont relativement grandes.

On remarque que cette méthode nous permet de distinguer à l'œil nu une planète d'une étoile, malgré le fait que le pouvoir séparateur de l'œil ($\approx \frac{\lambda}{d} \approx 2'$) est bien supérieur à la dimension angulaire de toute planète.

Scintillation radio : comment estimer la dimension d'une petite radio-source quand on ne sait pas construire un télescope très grand (ou qu'on n'a pas l'argent ?) ?

Comme dans le cas optique, le pouvoir séparateur d'un radiotélescope s'exprime par le rapport $\frac{\lambda}{\text{diamètre}}$. Les longueurs d'ondes radio sont typiquement de l'ordre d'au moins quelques centimètres ; par conséquent les télescopes à grand pouvoir séparateur doivent être très grands.

Pourtant, un moyen existe pour avoir au moins quelques renseignements sur la dimension d'une source radio sans tout de suite chasser les crédits pour un télescope de 2000 Km de diamètre ; cette méthode se sert de l'homologue en radio de la scintillation optique.

L'observation montre que l'éclat de plusieurs radio-sources varie rapidement de façon aléatoire. Or, on sait que le milieu interplanétaire est composé d'un plasma très ténu - par exemple, dans le voisinage de la Terre, il y a environ 5 électrons et 5 protons par cm^3 . Un plasma est un milieu réfractaire pour les ondes radio ; de plus, le plasma interplanétaire n'est pas homogène mais change sa densité sur une échelle de distance de quelques millions de km. On voit alors que le milieu interplanétaire est pour les sources radio ce que l'atmosphère de la Terre est pour les objets optiques - une source radio doit "scintiller" si sa dimension angulaire est inférieure à la dimension angulaire d'une irrégularité du plasma interplanétaire. Ceci nous fournit un moyen d'estimer les dimensions des sources au-delà de la puissance de nos télescopes.

Observation des pulsars :

La scintillation interplanétaire est un phénomène très rapide ; par conséquent, pour l'étudier, il a fallu développer des détecteurs radio à réponse rapide.

C'est ainsi que, en 1967, les radio-astronomes ont observé une source dont les signaux variaient très rapidement (période ≈ 1 s) et de façon très régulière. Ce fut le premier pulsar. On en a rapidement découvert d'autres.

En 1968, on a trouvé 2 sources particulièrement rapides : le pulsar du Vela dont la période est 88 ms, et le pulsar du Crabe, dont la période est 33 ms. Par la suite, le phénomène a été assimilé aux étoiles à neutrons.

En 1969, on a observé que le pulsar du Crabe "pulse" aussi dans le domaine optique et en rayons X.

En 1974, on a trouvé un pulsar dans un système binaire.

En 1977, on a observé les pulsations optiques du pulsar du Vela.

Aujourd'hui (été 1977), on connaît 147 pulsars. On remarque que, pour la plupart, leurs positions dans le ciel sont confondues avec le plan de la Voie Lactée, ce qui a suggéré qu'ils font partie de notre Galaxie. : en effet, quand on peut estimer la distance d'un pulsar, on trouve toujours des valeurs inférieures à quelques milliers d'années lumière (quelques kiloparsec).

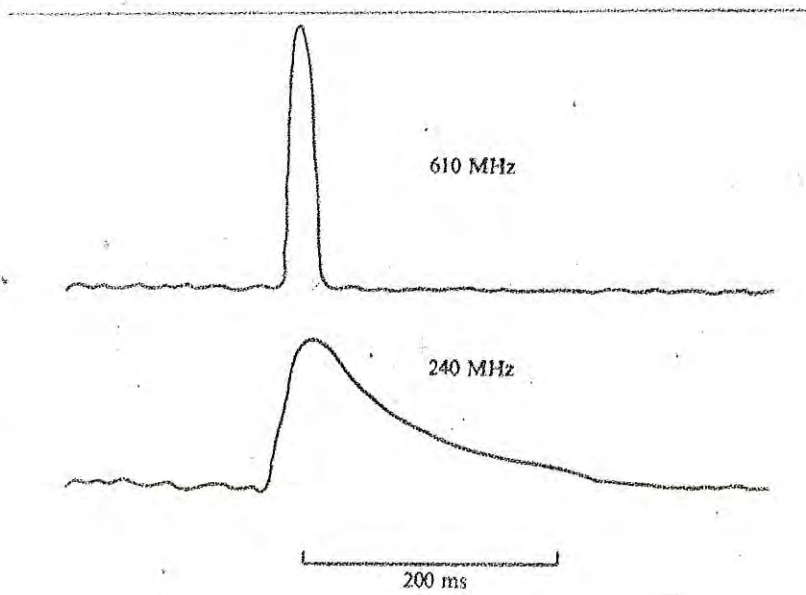
Quelques caractéristiques (liste non exhaustive) du phénomène pulsar :

1) Le rayonnement est émis en "pulsations" très régulières : $\Delta P/P \approx 10^{-13}$ - 10^{-14} .

La période est très courte : pour l'ensemble des pulsars $33\text{ms} \leq P \leq 3.7 \text{ s}$.

L'amplitude et la forme du signal sont variables ; on n'observe essentiellement aucune émission ^(ou une émission très faible) entre les pulsations.

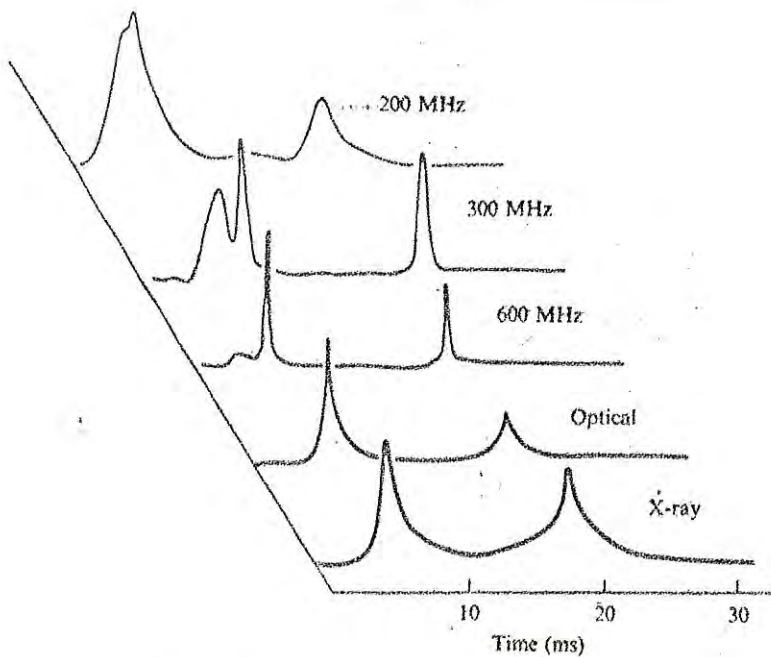
(2) A une fréquence suffisamment élevée, la pulsation est souvent très "fine".



Le signal du PSR 1946, à deux fréquences différentes.

(3)

Phénomène essentiellement radio, mais connu aussi en rayons γ , X et en optique. Deux cas (Crabe, Vela) observés simultanément en radio, en optique, en rayons X et en rayons γ .



La forme du pulsar du Crabe dans tous les domaines spectraux. On remarque que le pic à droite du pic principal ne représente pas un nouveau signal (la période est ≈ 33 ms), mais un pic supplémentaire entre deux pulsations ; on ignore son origine.

(4) A l'exception d'un objet, les pulsars sont isolés. On remarque que pour l'ensemble des étoiles, au moins l'"étoile" sur deux est en réalité un système binaire.

(5) On a pu mesurer les vitesses de quelques pulsars par rapport à la Terre - elles sont $\gtrsim 200 \text{ km s}^{-1}$.

On remarque que les étoiles ont le plus souvent des vitesses $\lesssim 50 \text{ km s}^{-1}$ par rapport à la Terre.

LA NATURE PHYSIQUE DES PULSARS

Les pulsars étaient les premiers phénomènes astronomiques observés à varier aussi rapidement. Leur identification comme étoiles à neutrons en rotation était faite par élimination de toutes les autres possibilités, par rapport en particulier au pulsar du Crabe. Remarquons que ce pulsar est assez unique : aucun pulsar ne lui ressemble ; de plus, l'interprétation "étoile à neutrons" ne fournit aucune explication en ce qui concerne le processus d'émission... on ne sait toujours pas pourquoi les pulsars "pulsent".

Avec l'avènement de télescopes en rayons X et en rayons γ , le nombre d'objets stellaires, variables à petite échelle de temps, a augmenté considérablement - on connaît maintenant une source X qui est variable à l'échelle de la milliseconde au moins (limite instrumentale). Ces objets sont le plus souvent interprétés en termes d'un corps dit "compact" (étoile à neutrons ou trou noir) en interaction avec un plasma environnant attiré d'une étoile compagne. C'est l'identification des pulsars avec les étoiles à neutrons qui nous justifie de poursuivre ce chemin.

Nous allons résumer les étapes successives qui ont abouti à l'identification de la nature physique des pulsars.

Le phénomène est variable sur une échelle de temps τ :

On conclut que la région responsable pour l'émission est inférieure à la distance parcourue par la lumière en un temps τ . Si cela n'était pas le cas, les variations de différentes régions n'auraient aucun moyen de rester synchronisées, on observerait une superposition de variations aléatoires, et donc la variation globale serait très faible.

Donc :

dimension de la région
émettrice

$$\lesssim c \tau$$

$$\approx 300 \text{ km}$$

largeur d'une pulsa-
tion = 1 ms

phénomène est régulier :

a) Pourrait-il être la conséquence d'une oscillation ?

L'oscillation d'une étoile serait normalement régie par la gravitation, et donc la période τ de l'oscillation devrait être une fonction de G .

$$\text{Les dimensions de } G \text{ sont : } [L]^3 / [\tau]^2 [M]$$

On remarque que la seule quantité, fonction de G , ayant les dimensions de $[\tau]$ est :

$$\tau \sim \frac{1}{(G\rho)^{1/2}}$$

où ρ est la densité de l'étoile.

Une analyse dimensionnelle ne donne pas les constantes numériques, mais on montre que dans le cas d'une sphère homogène à densité uniforme cette constante est de l'ordre de 1.

Nous pouvons donc estimer la période d'une oscillation pour les trois classes d'objets stellaires :

objet type	τ
étoile "normale" $\rho \approx 1 \text{ g cm}^{-3}$	$\approx 10^4 \text{ s}$
naine blanche $\rho \approx 10^7$	$\approx 1 \text{ s} - 10 \text{ s}$
étoile à neutrons $\rho \approx 10^{15}$	$\approx 10^{-4} \text{ s}$

On voit que les deux premières classes donnent une période beaucoup trop grande pour le pulsar du Crabe ($\tau = 33 \text{ ms}$), tandis que la période de la dernière est beaucoup trop petite.

On élimine donc cette hypothèse pour le pulsar du Crabe et plus généralement pour les autres en supposant que tous les pulsars "fonctionnent" de la même façon.

Remarquons qu'une densité intermédiaire entre 10^7 g cm^{-3} et 10^{15} aurait donné une période compatible avec celle du Crabe ; cette possibilité est éliminée car une telle densité ne correspond pas à un corps stable.

(b) Pourrait-il être la conséquence d'un "satellite" gravitant autour d'un corps compact ?

On sait qu'un phénomène semblable se reproduit dans le cas de Jupiter : l'émission décimétrique de cette planète est modulée par le mouvement orbital de son satellite Io.

On peut estimer à quelle distance de l'objet principal doit graviter le satellite pour donner les périodes observées. D'après la 3e loi de Képler :

$$R = M^{1/3} \tau^{2/3} \left(\frac{G}{4\pi} \right)^{1/3}$$

En prenant pour M une masse solaire

τ	R
1 s	10^8 cm
30 ms	10^7 cm

10^8 cm est de l'ordre du rayon d'une naine blanche : donc, même dans le cas des pulsars "lents", le satellite doit graviter à la surface même de l'objet. Dans le cas du Crabe, le rayon est celui d'une étoile à neutrons. Le satellite devrait être beaucoup plus petit.

Le phénomène des marées pose un problème fondamental pour cette hypothèse : les forces de cohésion de la matière ne seraient pas suffisantes pour résister aux forces de marées d'un objet compact si le diamètre du satellite dépasse $\approx 20 \text{ m}$ (un calcul analogue à celui pour la limite supérieure de la dimension de morceaux de matière dans les anneaux de Saturne).

On peut donc éliminer ce modèle aussi.

- (c) Rotation d'un corps : si l'émission est limitée à une petite région de la surface, on observera une "pulsation" chaque fois que la Terre se trouve en face de la source.



Pour que le corps soit stable :

$$M\omega^2 R < GM^2/R^2$$

$$\text{d'où : } 1/(GP)^{1/2} > P$$

On remarque que la densité doit être supérieure à 10^8 g cm^{-3} si

un tel corps ayant une période de 1 s n'est pas dissolu par l'effet de force centrifuge ; pour le pulsar du Crabe, la densité ne peut pas être inférieure à environ $10^{15} \text{ g cm}^{-3}$.

Par conséquent, un modèle où tous les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation est compatible avec l'ensemble des données.

La formule pour la densité limite dans ce cas est la même que pour le modèle d'une étoile oscillante (compréhensible, du point de vue d'une analyse dimensionnelle) ; remarquons pourtant la différence fondamentale entre les deux interprétations. Dans le cas des oscillations, la densité impose la période et on trouve une incompatibilité entre les données et la physique ; dans le cas présent, la période du pulsar du Crabe impose une densité limite pour la stabilité de ce corps, mais tout corps semblable qui tourne moins rapidement sera stable aussi - la densité n'impose pas une vitesse de rotation particulière, qui sera une caractéristique propre à chaque étoile.

Dans l'optique d'une étoile à neutrons en rotation, quelle est l'origine de la rotation rapide ?

Nous avons déjà vu que les étoiles à neutrons hypothétiques auraient été initialement des étoiles de taille normale. Supposons que, pendant les contractions successives qui aboutissent à une étoile à neutrons, la masse reste conservée (ce qui n'est pas le cas). On aura alors :

moment cinétique après = moment cinétique avant

d'où :

$$(R^2 \omega)_{\text{après}} = (R^2 \omega)_{\text{avant}}$$

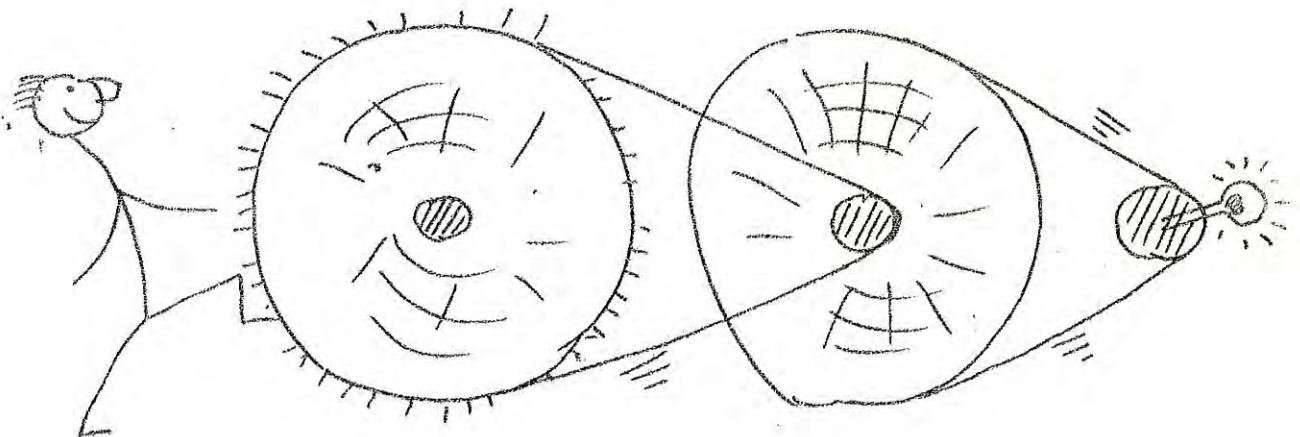
Donc :

$$\text{Période Pulsar} = \text{Période étoile} \times \left(\frac{R_{\text{final}}}{R_{\text{initial}}} \right)^2$$

$$= 10^{-10} \times \text{Période étoile, si on prend un rayon solaire comme rayon initial}$$

$$= 10^{-4} \text{ s si on prend une période initiale typique de 10 jours.}$$

On voit alors qu'il est très facile de fabriquer un corps final en rotation rapide : en tenant compte des pertes de masses éventuelles (on ne sait pas les chiffrer) on "comprend" qualitativement pourquoi les périodes des pulsars sont dans le domaine 1 s - 30 ms.



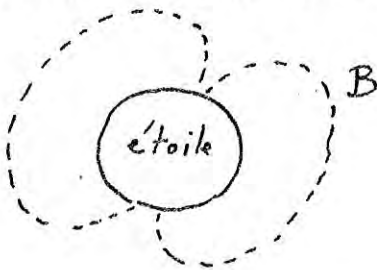
Un soutien moral pour le modèle : le ralentissement du pulsar du Crabe.

On a observé que la période de certains pulsars augmente de façon régulière au cours du temps. Un exemple très important est le pulsar du Crabe, dont le ralentissement est 36×10^{-9} s par jour.

Par ailleurs, le pulsar du Crabe est à l'intérieur d'une nébuleuse — la nébuleuse du Crabe. On sait depuis longtemps que cette nébuleuse émet de l'ordre de 10^{38} ergs⁻¹ ; si cette nébuleuse n'était pas alimentée par une source, elle serait éteinte dans un délai d'environ une trentaine d'années ; pourtant on la connaît depuis le 18e siècle.

On suppose que c'est le pulsar qui alimente la nébuleuse, par un processus de freinage électromagnétique.

On sait que les étoiles ont souvent (peut-être toujours) des champs magnétiques. Si une étoile se contracte vers l'état pulsar sans pertes de masse, le flux magnétique à la surface devrait être conservé :



$$(BR^2)_{\text{après}} = (BR^2)_{\text{avant}}$$

Il s'en suit qu'un pulsar peut avoir un champ magnétique très élevé :

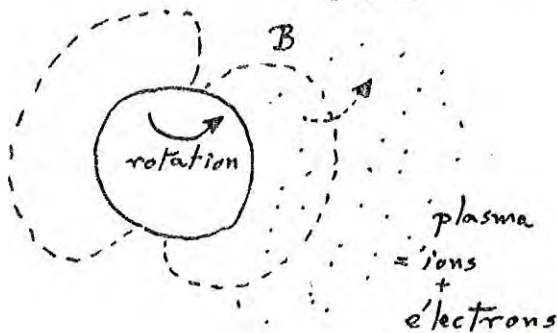
$$B_{\text{pulsar}} \approx B_{\text{étoile}} \times \left(\frac{R_{\text{étoile}}}{R_{\text{pulsar}}} \right)^2$$

$$\approx B_{\text{étoile}} \times 10^{10} \text{ pour une étoile initialement comme le Soleil}$$

Les champs moyens stellaires tombent typiquement dans le domaine de 1 - 100 gauss.

Donc :

$$B_{\text{pulsar}} \quad 10^{10} - 10^{12} \text{ gauss}$$

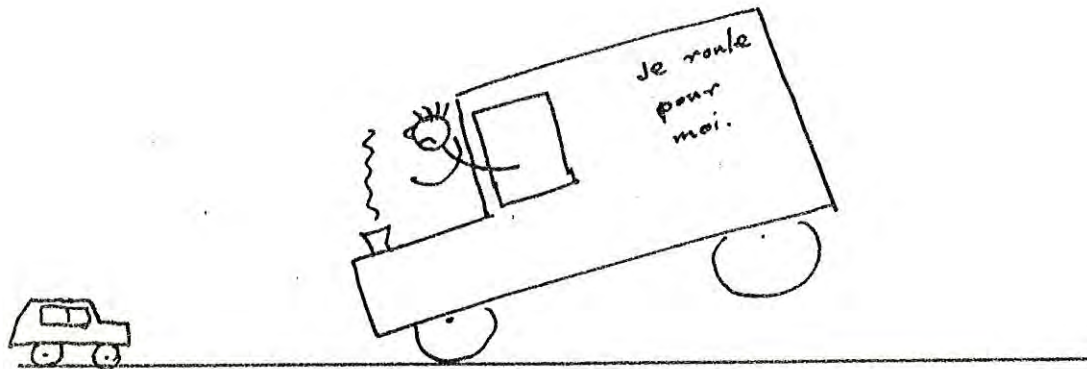


Le pulsar du Crabe se trouve dans le plasma de la nébuleuse — le pulsar, et donc son champ magnétique, tourne par rapport aux ions du plasma.

Or, un champ magnétique en mouvement par rapport à un milieu conducteur entraîne une résistance

magnétique : par exemple, un disque métallique qui tourne entre les pôles

d'un aimant est freiné -certains camions utilisent ce principe comme système supplémentaire de freinage.



Il s'en suit que le pulsar du Crabe sera freiné : l'énergie ainsi "perdue" par le pulsar sera transférée à la nébuleuse qui l'entoure qui se réchauffe alors et la réémet.

Comme on connaît la période du pulsar du Crabe et son ralentissement, on peut estimer l'énergie de rotation perdue : on trouve environ 10^{38} erg s⁻¹, ce qui s'accorde très bien avec l'émission observée de la nébuleuse.

Cet accord est souvent considéré comme la preuve quantitative que les pulsars sont des étoiles à neutrons : remarquons qu'il a été obtenu dans le cas unique du pulsar du Crabe, un pulsar très atypique.

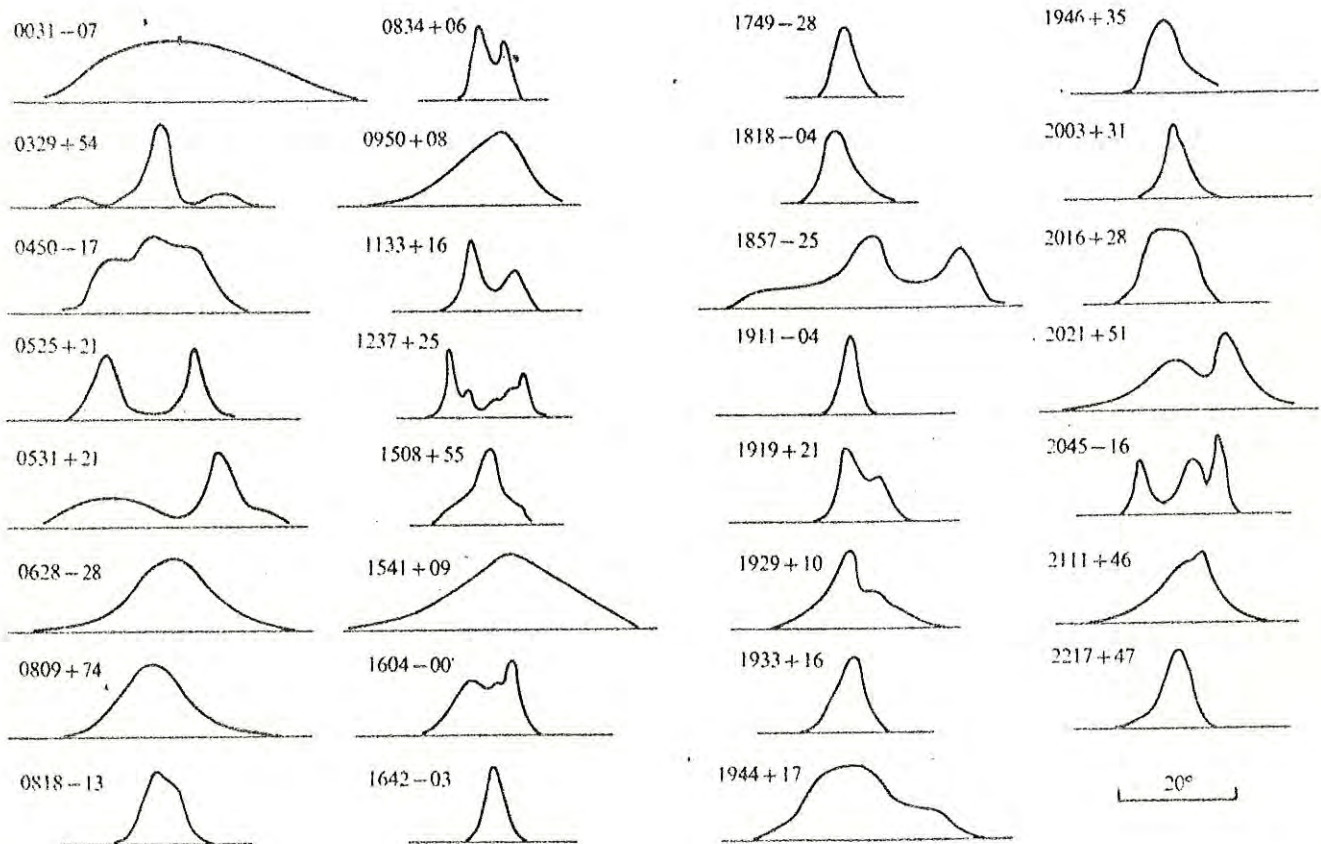
Quelques problèmes :

Le modèle d'étoile à neutrons a tout expliqué.... SAUF les problèmes de départ. Nous en mentionnons deux :

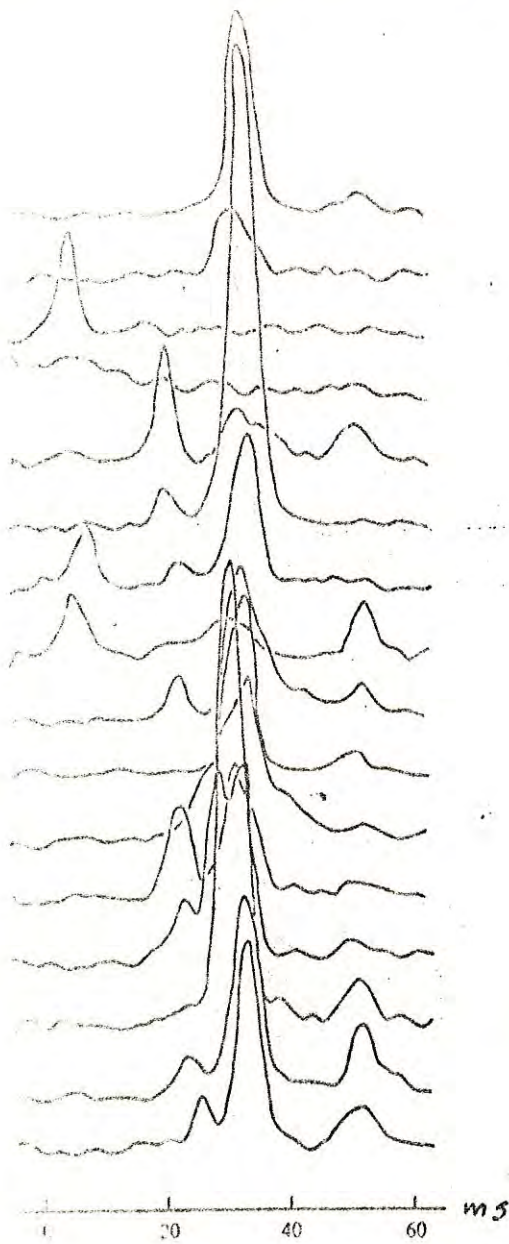
(1) Pourquoi y-a-t-il des pulsations ?

L'émission doit venir d'une région localisée : on ne sait pas comment une discontinuité de ce genre se reproduit.

(2) Les pulsations ne sont pas simples : leurs formes sont différentes pour différents pulsars.

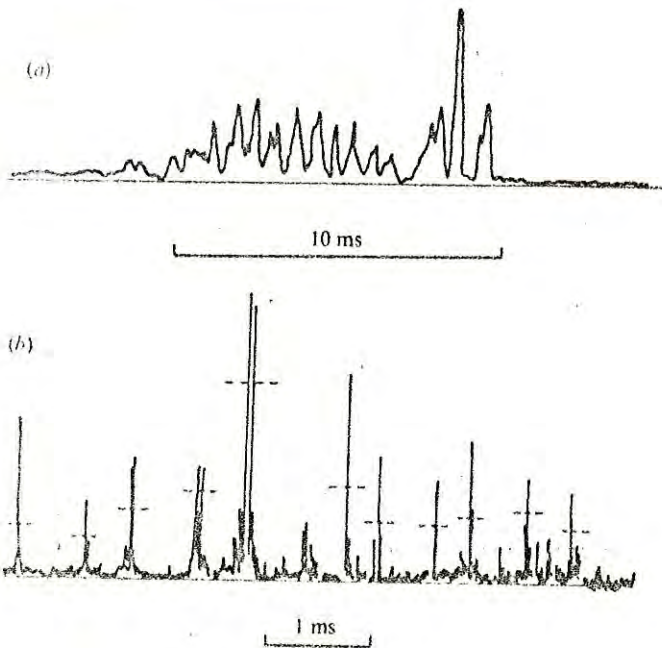


Profils des pulsations de plusieurs pulsars à environ 408 MHz.



De plus, la structure fine
des signaux successifs du
même pulsar peut changer.

Pulsations successives à 408 MHz
de PSR 0329.



Finalement, pour certains pulsars, la "pulsation" se décompose en une structure très fine et complexe ; certaines composantes sont permanentes, mais d'autres varient d'une pulsation à une autre.

structure fine du PSR 0950 avec une restitution temporelle de (a) 112 s (b) 7 s

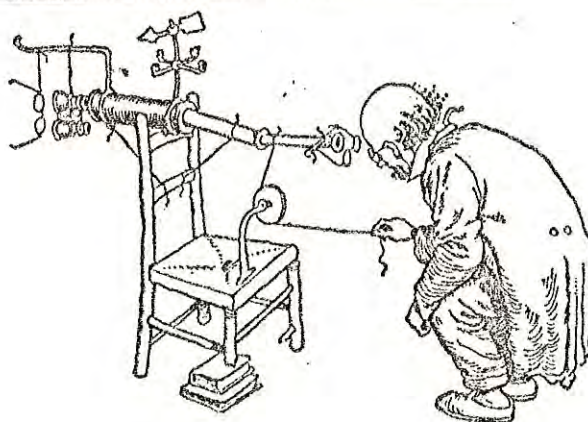
(3) Pourquoi beaucoup de pulsars se manifestent-ils en radio ? Pourquoi ceux du Crabe et du Vela sont observés en optique aussi ?

LES SOURCES X - ou ... La chasse aux papillons

Depuis l'avènement des fusées et surtout des satellites scientifiques, l'astronomie a pu étudier le ciel en rayons X - l'atmosphère de la Terre empêche que ces fréquences pénètrent au sol.

Quelques remarques sur "les télescopes en rayons X"

Tout télescope astronomique peut être réduit aux éléments suivants : un collecteur d'énergie, un détecteur et un support ; le collecteur dirige toute l'énergie qui tombe sur sa surface vers le détecteur, l'axe du collecteur indique la direction de la source, et le support permet d'orienter cet axe à volonté. La réalisation technique de l'ensemble change d'un domaine spectral à un autre.

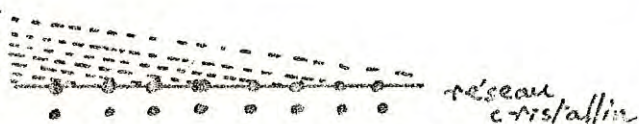


Dans le domaine X, les lentilles n'existent pas et les miroirs ne sont pas faciles à construire. Cela peut se comprendre qualitativement de la façon suivante : pour qu'une surface soit réfléchissante à un rayon incident, il faut que la taille de sa "microstructure" soit beaucoup plus petite que la longueur d'onde du rayon (sinon, le rayon passe à travers, pour être absorbé éventuellement). Cette circonstance fait que les rayons radio de grande longueur d'onde (par ex., 21 cm) peuvent être réfléchis par une maille métallique (distance entre fils ≈ 2 cm) tandis que la lumière passe à travers ; de même, les rayons-X (10^{-10} cm $< \lambda < 10^{-6}$ cm) sont en général absorbés par la matière solide (distances interatomiques $\approx 10^{-8}$ cm). Pour rendre une surface réfléchissante envers les rayons X, il faut "rapprocher" les atomes à des

distances $\leq \lambda$; ce "miracle" est réalisé en incidence rasante, car les rayons X ne "voient" les distances interatomiques qu'en projection sur le plan perpendiculaire à la direction de propagation.

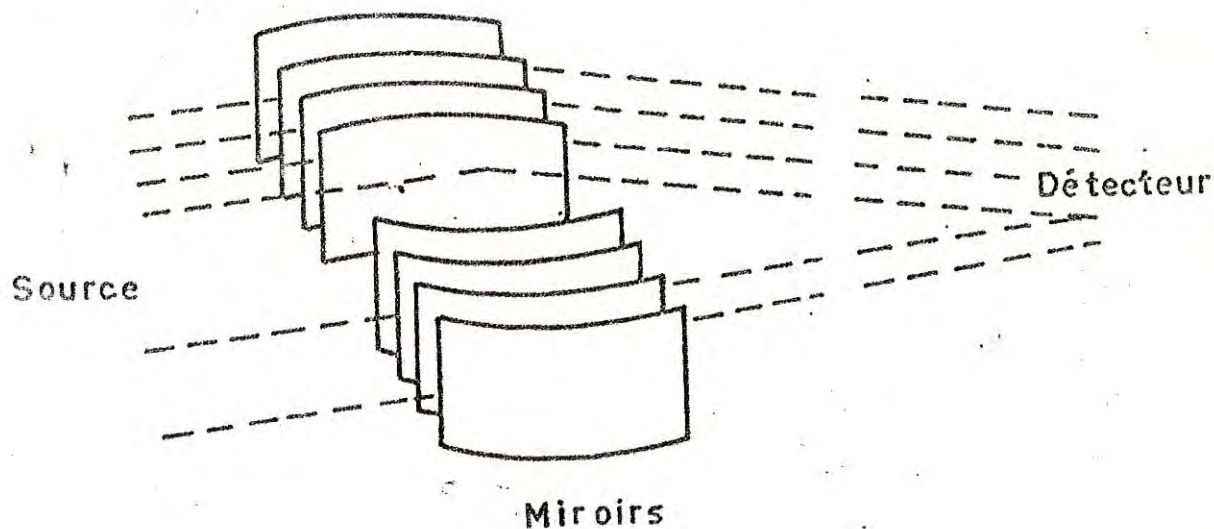
même réseau,

projection

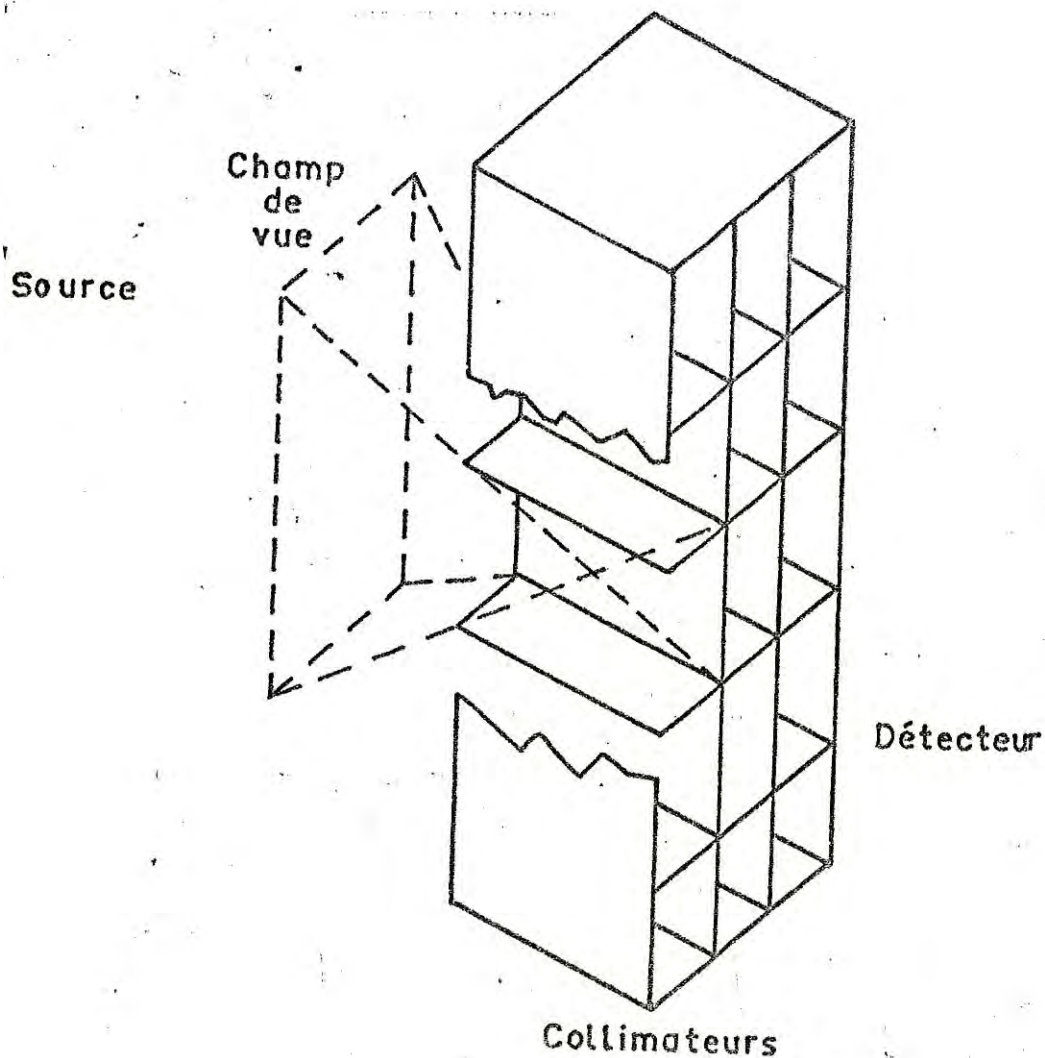


réseau cristallin

Ce phénomène a amené l'évolution des télescopes où l'élément collecteur est un miroir parabolique de la forme d'un cône - on réalise ainsi un système optique avec focalisation où le miroir est utilisé en incidence rasante.



On conçoit aisément qu'un tel système est limité aux rayons-X de faible énergie ; pour des rayons-X de haute énergie, le collecteur de rayonnement est le plus souvent remplacé par un collimateur - essentiellement un système de tubes à travers lesquels on vise. Il n'y a pas de focalisation, mais le collimateur limite le champ de vue. Les détecteurs les plus utilisés sont des compteurs du type Geiger qui permettent d'évaluer le flux d'une source.



Les porteurs les plus utilisés aujourd'hui sont des satellites; on peut télécommander leur orientation à quelques secondes d'arc près pendant plusieurs orbites consécutives.

Aspect du ciel en rayons X

La plupart des sources découvertes depuis 1960 se situent dans la Voie Lactée - les sources ponctuelles identifiées optiquement coïncident avec des étoiles, les sources étendues avec certaines nébulosités qui sont aussi des sources radio. On observe aussi en rayons X un rayonnement diffus très faible du fond du ciel : on n'est pas certain de son origine.

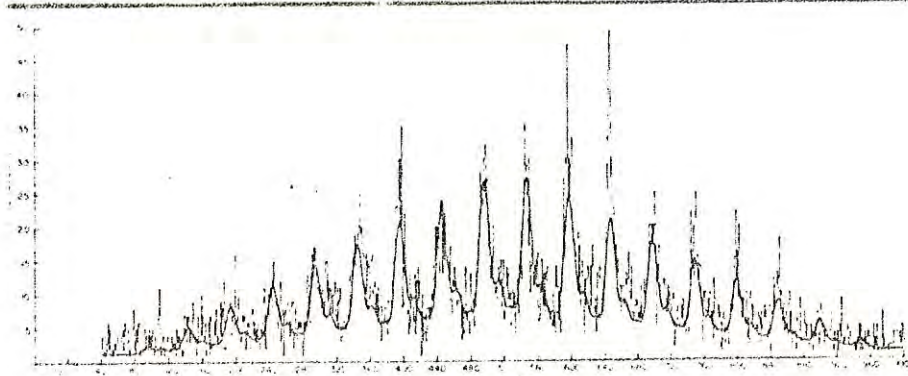
Les sources ponctuelles ont des intensités très diverses ; quelques unes sont extrêmement puissantes, rayonnant en une seconde dans le domaine-X environ 100 000 fois l'énergie rayonnée par le Soleil dans tout le spectre. Le plus souvent, le flux est variable en fonction du temps ; les variations peuvent être périodiques ou irrégulières - l'échelle de temps de la variabilité va actuellement de 1 ms à 1 mois environ et son amplitude va de quelques centièmes à quelques unités en prenant pour unité le flux moyen de la source.

Nous allons étudier 3 exemples de sources X : une source dont la structure est assez bien "comprise", une source pour laquelle on a invoqué le "trou noir", et une 3^e source dont on ignore le mécanisme.

La source CEN X-3

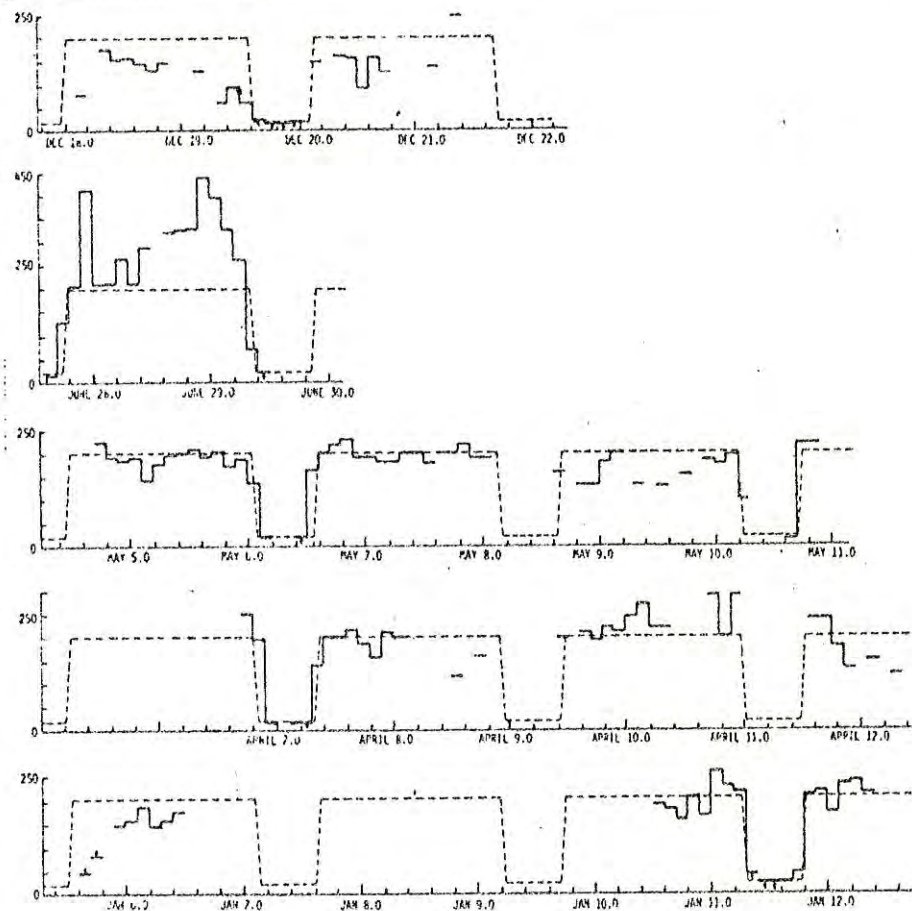
La source manifeste deux classes de variabilité : une variabilité régulière rapide, sous forme de pulsations, et une variabilité régulière lente.

La variabilité rapide a une période d'environ 5 secondes ; on observe des pulsations régulières.



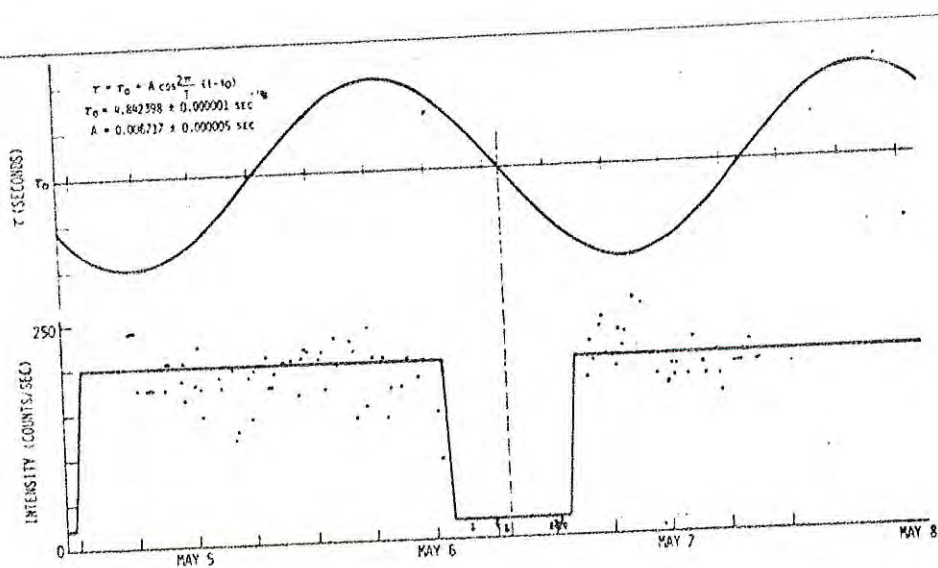
La variation d'amplitude dans ce diagramme est un effet instrumental : les pulsations ont essentiellement la même amplitude.

La modulation lente se manifeste par des "coupures" de l'émission pendant des périodes constantes aux intervalles régulier : l'intervalle entre les centres de deux "coupures" est d'environ 2 jours et une coupure dure environ 0,5 jours.



La ligne continue représente les enregistrements en rayons X ; une interruption indique un manque de données. La ligne en pointillé représente l'activité périodique de la source, reconstituée d'après de longues séquences de données et en notant que, à des intervalles réguliers, on n'observe jamais la source active.

En admettant la reconstitution, on remarque que la courbe (en pointillé) ressemble étrangement à la courbe de lumière des étoiles binaires à éclipse : on peut alors l'interpréter en supposant que la source-X (dont l'émission "pulse" avec une période d'environ 5 s) passe périodiquement derrière une autre étoile. La pulsation même confirme le phénomène : on observe que sa période varie périodiquement autour de sa valeur moyenne, la variation ayant une période d'environ 2 jours.



Ici, T_0 est la période moyenne : on voit que :

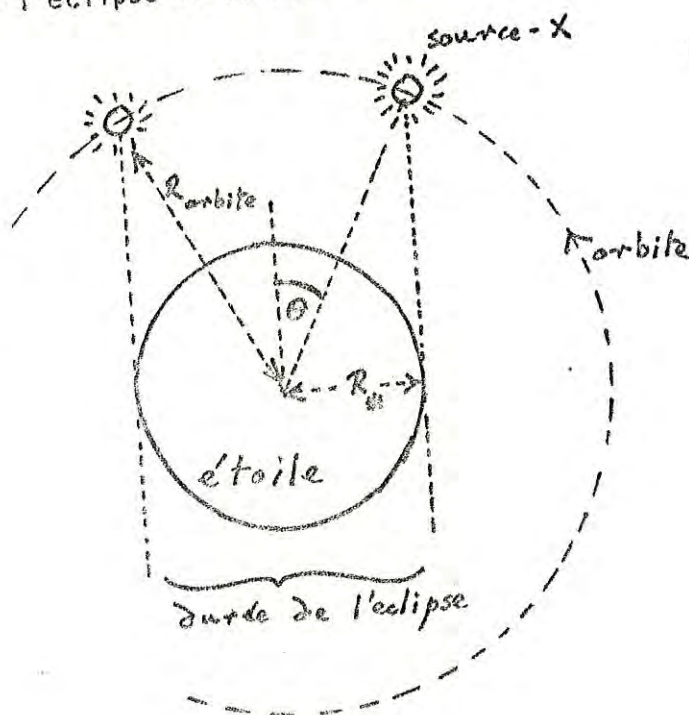
- (a) la période varie comme un sinus
- (b) un maximum se trouve juste avant une "éclipse"
- (c) un minimum se place juste après.

La variation régulière de la période peut être interprétée comme étant due à l'effet Doppler d'un objet en mouvement : comme la pulsation est régulière, elle représente un signal de fréquence donnée émis par une source. Par conséquent, les variations de "fréquence" (période) indiquent des variations de vitesse.

La variation observée est parfaitement cohérente avec l'interprétation d'une source X gravitant autour d'une étoile : avant l'éclipse, la source s'éloigne de nous : donc sa période est plus grande ; après l'éclipse elle s'approche de nous : donc sa période est plus petite. Comme l'effet Doppler n'indique que la composante de vitesse sur la ligne de visée, la variation sera sinusoïdale. Soulignons le fait que les maxima de vitesse sont placés juste après et avant une éclipse : ceci montre que la source gravite très près de la surface de l'étoile, ce qui montre aussi que la source doit être un objet compact - une étoile à neutrons ?

Le rayon de l'orbite peut être estimé, parce que l'on connaît la vitesse orbitale de la source X et la période orbitale - on trouve environ 10^{12} cm.

La dimension de l'étoile principale peut être trouvée à partir de la durée de l'éclipse et du rayon orbital :



$$\begin{aligned}
 R_* &= R_{\text{orbite}} \sin \theta \\
 &= \frac{2\pi \times \text{durée de l'éclipse}}{\text{période orbitale}} \\
 &= \frac{2\pi \times .488}{2.09}
 \end{aligned}$$

On trouve ainsi que :

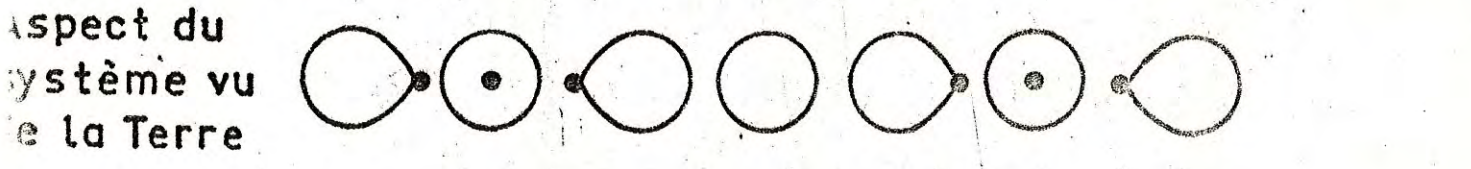
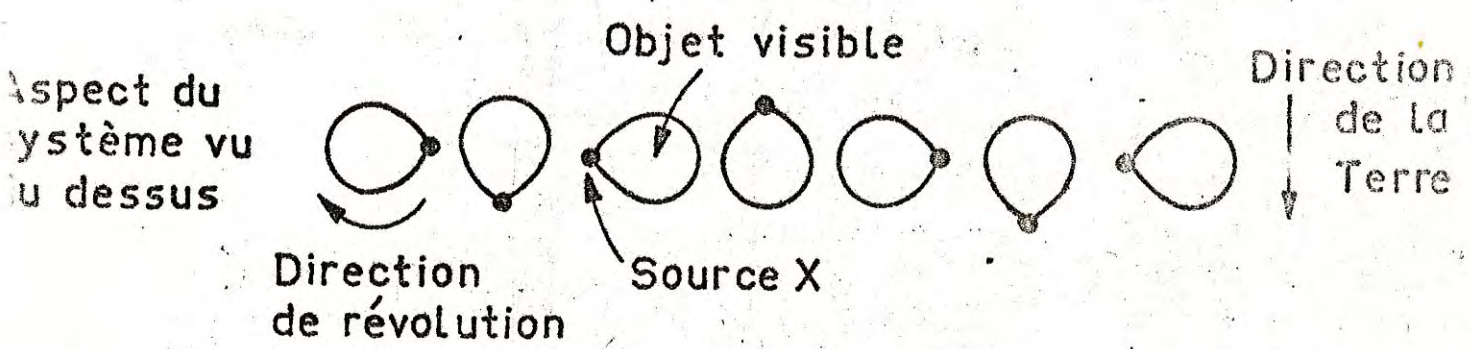
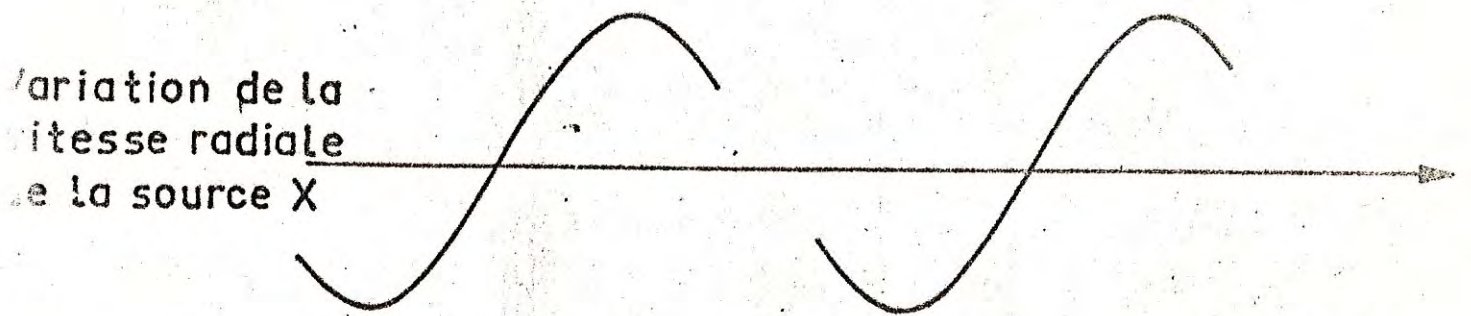
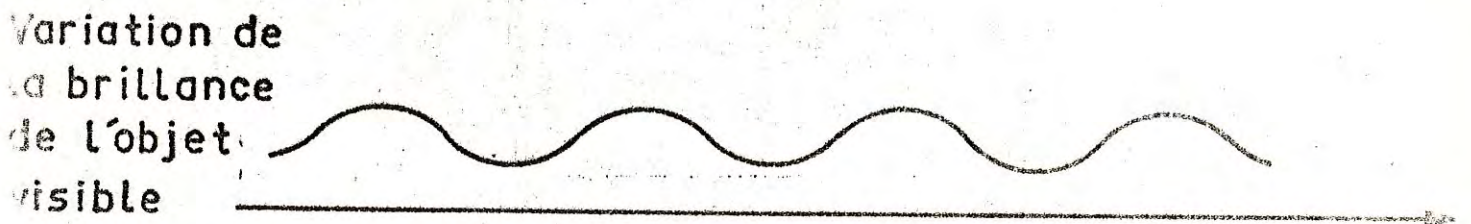
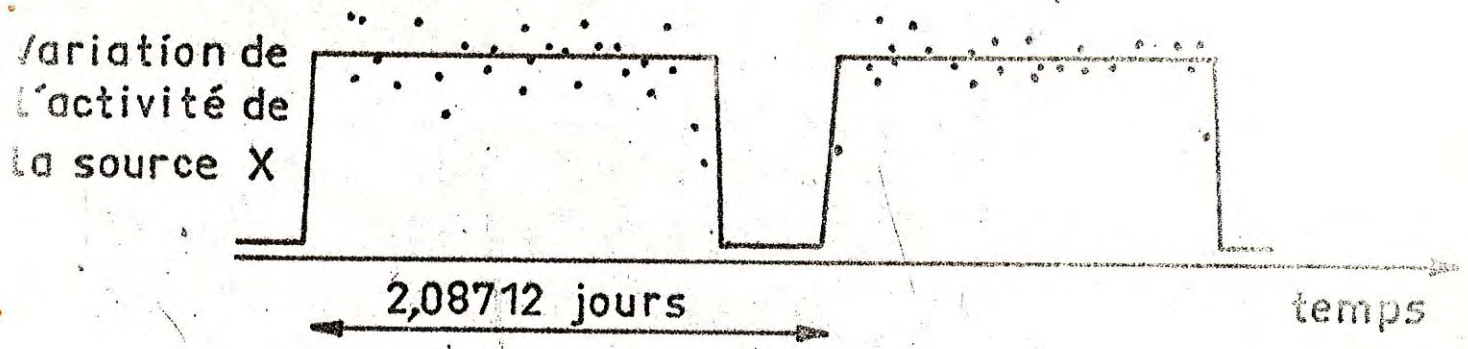
$$R \approx 0,7 R_{\text{orbital}}$$

Cyg X-3 a été identifié avec une étoile visible et on a pu constater une faible variation de sa luminosité. La variation est périodique - pourtant on constate deux maxima de luminosité par période : un maximum juste après, avec un minimum au milieu de l'éclipse et un minimum au milieu de l'activité. Qualitativement, cela se comprend en supposant que la proximité de l'étoile compacte à l'étoile principale déforme cette dernière par un effet des marées et donc que, selon la position de l'étoile compacte sur son orbite, nous voyons l'étoile principale sous un aspect changeant : 2 fois par période, nous observerons le même aspect (à 180° près).

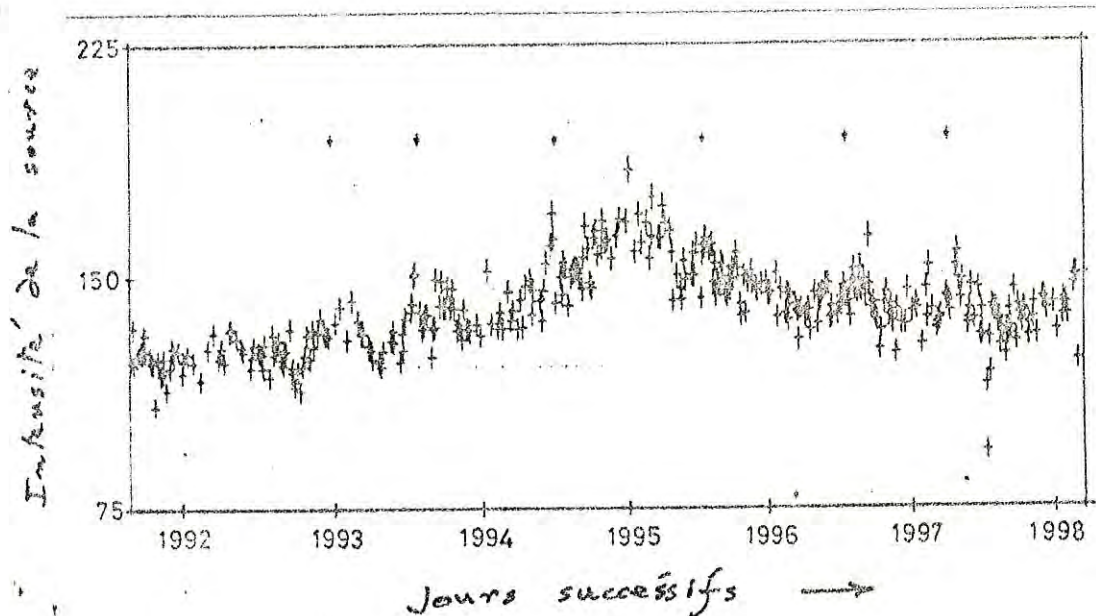
La figure montre l'ensemble de données, et leur interprétation.

On ne sait pas pourquoi la source X est pulsante. On remarque pourtant qu'à une très grande échelle de temps (2 - 3 ans), la période de la pulsation diminue - d'environ 1.5 ms/an. Ce phénomène est le contraire de celui des pulsars : il se comprend si l'on suppose que l'étoile compacte attire de la matière de l'étoile compagne, qui transfère donc une certaine quantité du moment cinétique vers l'étoile compacte.

Finalement, les observations faites au cours de quelques années ont montré que, à des intervalles irréguliers, la source X s'éteint complètement pour des durées qui varient de une semaine à un mois. On en ignore complètement la raison.



On a aussi réussi à repérer une variation périodique sous-jacente : la période est d'environ 5.6 jours.



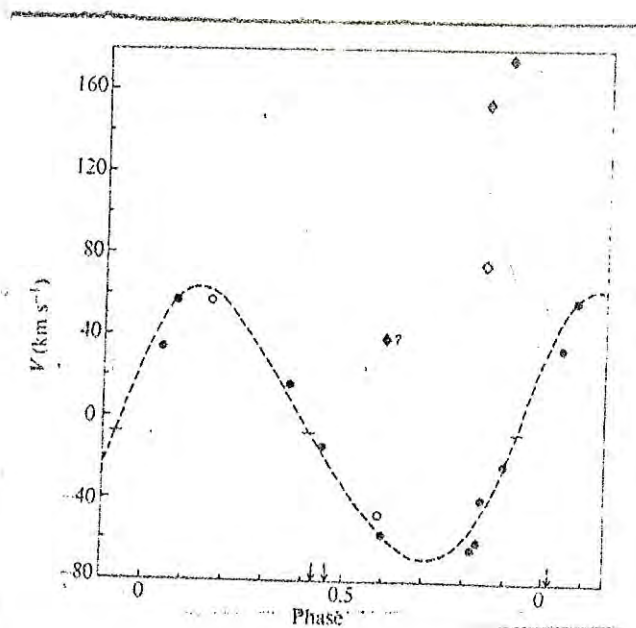
Intensité de Cyg. X-1 observée pendant une période de 6 jours ; chaque point représente une moyenne sur 14 min.

L'identification optique n'a pas été facile : les collimateurs utilisés au début de l'astronomie X "voyaient" environ 1 minute d'arc du ciel à la fois. Dans une région aussi grande, il y a typiquement quelques dizaines d'étoiles, et au moment où l'on n'avait pas encore trouvé la périodicité en rayons X, chaque étoile était un candidat possible. Finalement, on a réussi à réduire la "boîte d'erreur" à dix secondes d'arc : dans cette boîte se trouvent deux étoiles, dont une est à la fois une binaire spectroscopique et une radio - source. Or :

- (a) la radio-source a subi un changement d'intensité presque au même moment que la source X a manifesté une très grande éruption
- (b) la période de la binaire spectroscopique est 5,6 jours.

Si l'on suppose que la binaire spectroscopique et la source - X représentent le même objet, on peut estimer certains paramètres orbitaux.

A partir du moment périodique des raies d'absorption, nous pouvons estimer la vitesse orbitale de l'étoile visible.



Vitesse radiale de l'étoile qui est supposée correspondre à Cyg X-1, estimée à partir de l'effet Doppler des raies d'absorption.

On trouve ainsi que la vitesse orbitale projetée sur la ligne de visée, est d'environ 60 km s^{-1} . On n'observe aucune éclipse de la source X : par conséquent, la Terre ne se trouve pas dans le plan orbital, et on ne connaît pas l'angle d'inclinaison de ce dernier.

Nous avons vu (page 29) que, pour connaître tous les paramètres physiques d'un système binaire, il faut connaître non seulement la période et la séparation, mais aussi le rapport des distances de chaque étoile du barycentre (ou, ce qui revient au même, le rapport des vitesses). Dans le cas d'une binaire spectroscopique, on ne sépare pas les composantes ; de plus, comme on n'a pas pu trouver une pulsation périodique de la source X, on ne peut pas utiliser l'effet Doppler pour trouver sa vitesse.

Les équations sur la page 29 peuvent être exprimées sous forme d'une relation entre une vitesse orbitale et la période : on trouve

$$\frac{P v_1^3}{2\pi} = \frac{M_2^3}{(M_1 + M_2)^2}$$

où v_1 est la vitesse orbitale de la masse M_1 . La vitesse mesurée V_1 est la projection sur la ligne de visée : en termes de v_1 , on a

$$\frac{P (V_1)^3}{2\pi} = \frac{M_2^3}{(M_1 + M_2)^2} \sin^3 i$$

où i est l'angle entre le plan orbital et la ligne de visée.

On voit que les données relativement sûres sont suffisantes pour calculer $\frac{M_2^3}{(M_1 + M_2)^2} \sin^3 i$ seulement : on trouve ainsi $.16 M_{\odot}$.

Il n'y a aucun moyen direct de connaître les masses individuelles. On a un moyen indirect ; à partir de son spectre, nous avons pu identifier l'étoile optique comme appartenant à une certaine classe stellaire. Or, les masses des étoiles de cette classe sont généralement supposées être supérieures à environ $12 M_{\odot}$; si l'on admet ce chiffre, on trouve que

$$M_2 \gtrsim 3 M_{\odot}$$

Remarquons que cette détermination est très peu sûre, parce qu'on ne connaît pas de façon directe la masse de l'étoile optique.

La source X est variable à une échelle de temps d'au moins 1 ms. On conclut (même méthode que pour les pulsars) que sa dimension caractéristique est inférieure à $3 \times 10^{10} \times 10^{-3} \approx 3 \times 10^7$ cm. On en conclut que la source X est un objet compact.

Nous avons déjà vu que la physique prévoit un problème fondamental quand la masse d'un objet compact dépasse environ $5 M_{\odot}$: la dégénérescence des nucléons relativistes n'est pas suffisante pour soutenir le poids de l'objet contre la gravitation et il s'effondre catastrophiquement.

Cyg X-1 reste alors le seul candidat pour lequel on n'a pas pu encore écarter l'hypothèse d'un trou noir. L'identification est extrêmement faible : elle est basée sur une détermination très incertaine de la masse de la source X ; de plus, la masse limite au-delà de laquelle un objet compact devient un trou noir varie actuellement entre $3M_{\odot}$ et $8M_{\odot}$, selon les détails du calcul (moyen savant d'appeler les préjugés du théoricien).

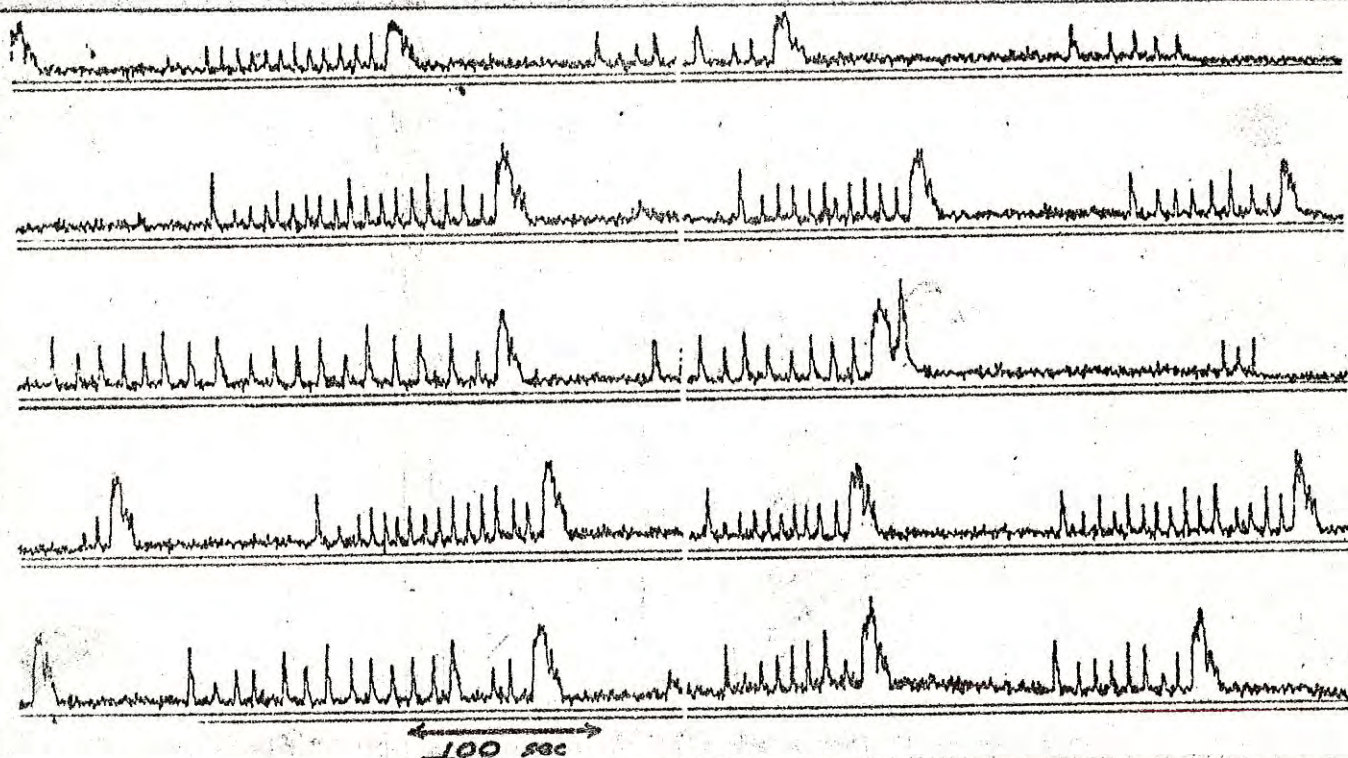
Remarquons que la présence d'une émission n'est pas en contradiction avec l'hypothèse d'un trou noir : l'émission serait due à la matière qui passerait de l'étoile optique au trou noir - la chute violente de cette matière entraînerait des processus de réchauffement et donc d'émission avant d'arriver au trou noir. Le manque de pulsation périodique est aussi cohérent avec cette idée : un trou noir n'a pas d'endroits privilégiés et donc le genre de mécanisme "de phare" proposé pour les pulsars ne devrait pas pouvoir s'établir - l'émission devrait être "aléatoire".

Mais tout cela n'est pas une preuve.

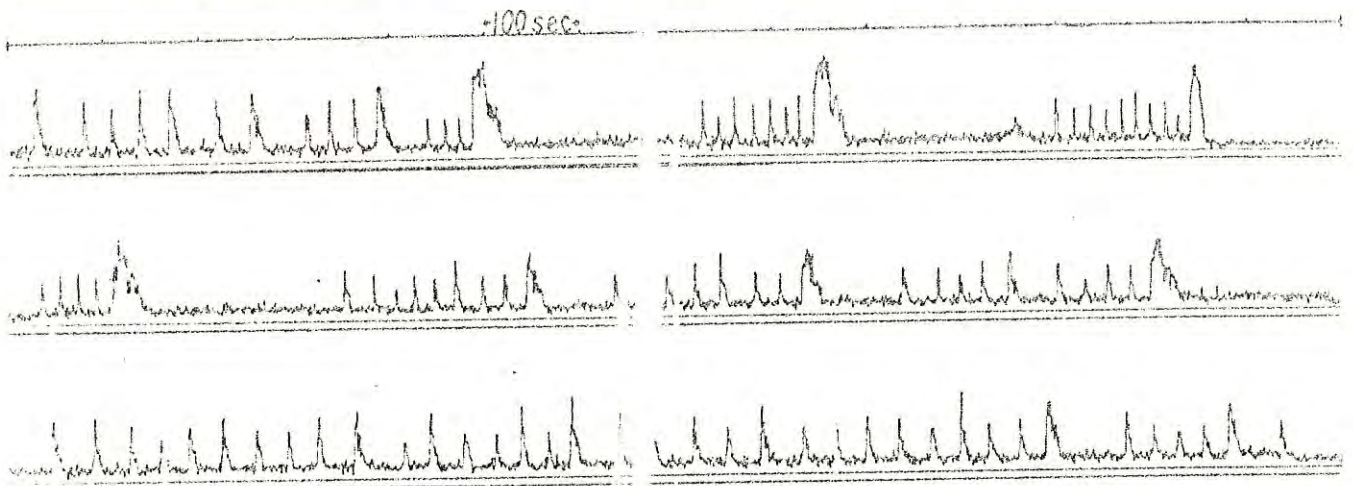
MXB 1730 - 335 - " la chasse d'eau cosmique".

En 1976 fut observée une nouvelle classe de source X - le "burster". Cette source est caractérisée par la présence des "éruptions" qui se suivent à des intervalles de temps qui varient de quelques secondes à quelques minutes ; la durée de chaque éruption est variable, étant typiquement inférieure à 1 m.

Les éruptions ne sont pas périodiques - tout au moins, on ne sait pas prévoir quand va apparaître la prochaine éruption. Pourtant, leurs dispositions ne sont pas entièrement aléatoires - on remarque souvent une activité répétitive. En effet, on observe (souvent, mais pas toujours), une succession de petites éruptions qui se suivent assez rapidement ; une telle suite (dans laquelle le nombre d'éruptions varie) se termine par une grande éruption et la source demeure inactive pendant une période relativement longue.

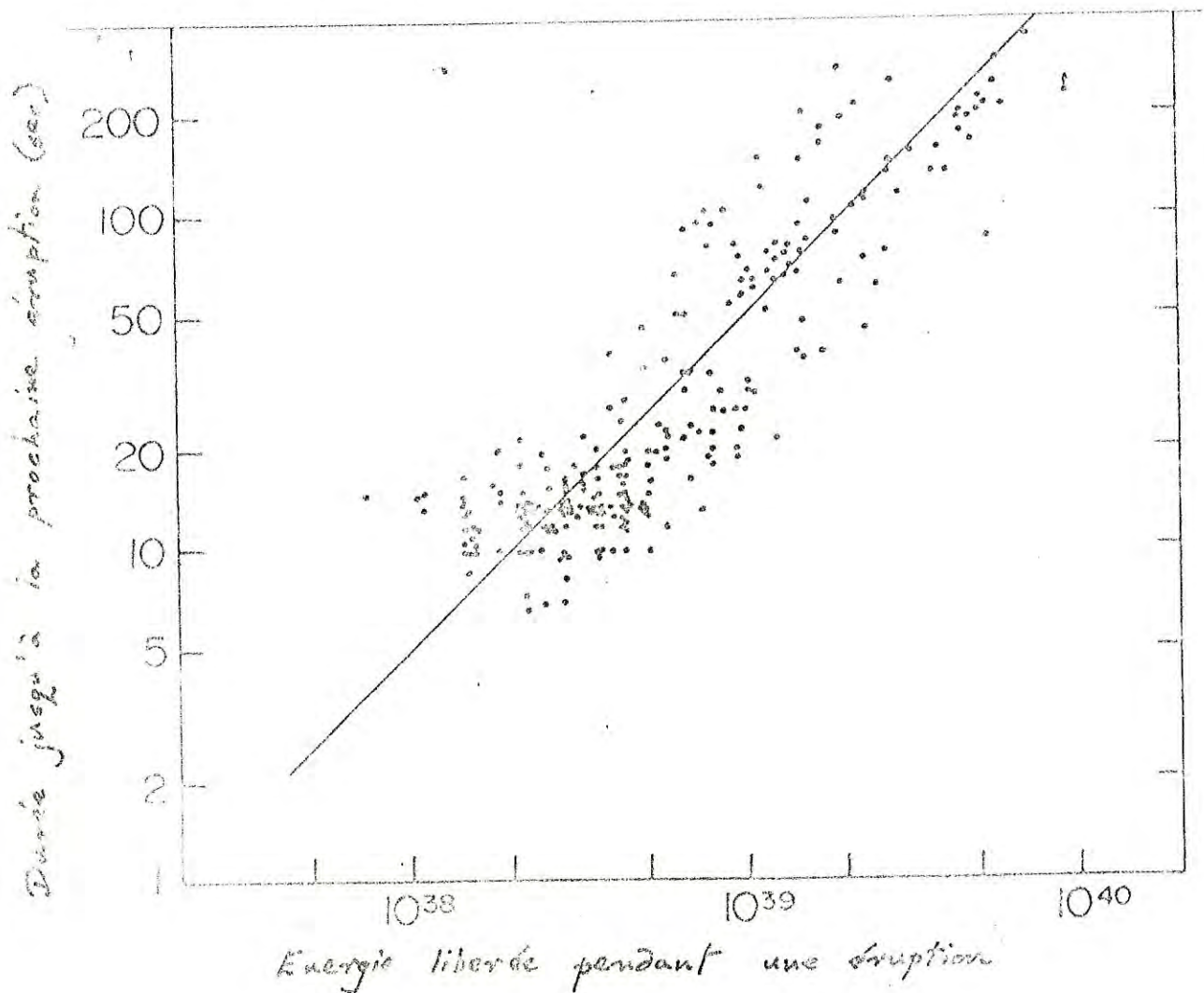


Ce type de comportement peut durer quelques heures ; puis, on observe une suite d'éruptions individuelles relativement grandes, presque périodique mais pas entièrement.



A la fin, la source recommence son premier type d'activité.

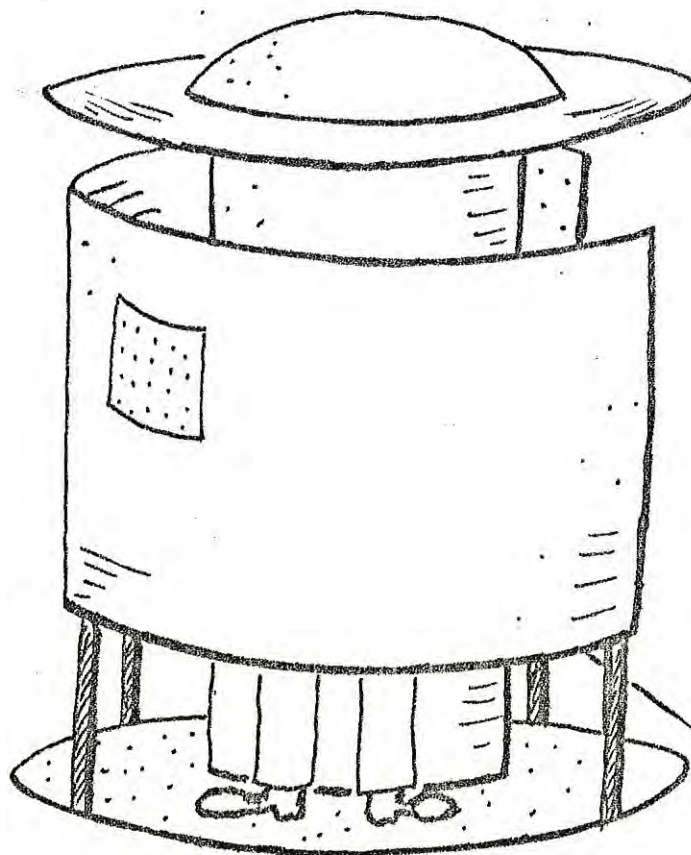
La source n'est pas périodique ; toutefois, on'a remarqué qu'il existe une relation linéaire entre l'énergie émise pendant une éruption et la durée "inactive" jusqu'à la prochaine.



Ce comportement ressemble curieusement à celui d'un oscillateur à relaxation... on à celui d'une chasse d'eau automatique qui se déclenche seulement quand elle est entièrement remplie d'eau. On suppose que la chasse d'eau est mal réglée : elle peut alors se vider entièrement, ou en partie seulement. Si elle se vide entièrement (grosse éruption), il va falloir attendre longtemps, jusqu'à ce que le bac se remplisse. Par contre, si elle laisse couler un peu d'eau seulement (petite éruption), la chasse d'eau se remet en état de départ relativement vite. On observera alors une suite de petits déclenchements, qui se succèdent assez vite et dont le nombre n'est pas bien déterminé, et qui finit par une chute importante suivie d'une attente importante.

On ignore complètement l'origine de ce comportement.

Rappelons-nous que les émissions ultra-régulières des pulsars étaient, au début, interprétées par certains comme les transmissions d'une civilisation extra-terrestre très avancée - les célèbres "Little Green Men". Peut-être MXB 1730 - 335 n'est qu'une Vespasienne cosmique des "Little Green Men" - on comprendrait ainsi la présence des molécules organiques dans l'espace interstellaire!



Bibliographie sommaire

La première partie de cet exposé a été fortement inspirée par :

- (a) " Modern physics from an elementary point of view ", V. Weisskopf. Ce cours remarquable a été édité sous forme d'un fascicule par le CERN. Il est gratuit et peut être obtenu sur demande auprès du

Service d'Information scientifique

Cern, Genève 23 Suisse

- (b) " Black Holes and Pulsars in the introductory Physics Course ", J. Orear and E.E. Salpeter, American Journal of Physics, vol. 14, page 1131 (1973).

Un excellent ouvrage récent et relativement non-technique sur les pulsars est :
" Pulsars", F.G. Smith, Cambridge University Press , 1977.

L'astronomie en rayons X est un domaine en pleine évolution : il y a donc très peu d'ouvrages de synthèse, la plupart de l'information étant éparpillée sous forme d'articles dans la littérature spécialisée. Un certain nombre d'articles de base (malheureusement parfois assez techniques) se trouve dans : " X-ray astronomy ", R. Giacconi et H. Gursky, série " Astronomy and Space Science Library " chez D. Reidel Publishing Co., 1974. Finalement, on peut signaler " The Universe ", J. Kleczek, D. Reidel Publishing Co., 1976.

Cette excellent ouvrage de synthèse s'écarte considérablement de la présentation traditionnelle de l'astronomie ; le sujet est réparti en "thèmes" (particules, forces, structures, évolution etc...), chaque thème étant appliqué à l'ensemble des phénomènes astronomiques. L'approche est essentiellement non-rigoureuse, très bien adapté à un cours élémentaire.