

Cosmochronologie nucléaire

I. Berkes

► **To cite this version:**

I. Berkes. Cosmochronologie nucléaire. Bulletin de l'Union des Physiciens (1907-2003), Union des physiciens, 2002, 96, pp.475-496. in2p3-00010981

HAL Id: in2p3-00010981

<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00010981>

Submitted on 8 Mar 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

COSMOCHRONOLOGIE NUCLÉAIRE.

I. Berkes

Université Claude Bernard-Lyon-1 et Institut de Physique Nucléaire-IN2P3
43, Bd du 11 Nov. 1918 –69622 VILLEURBANNE CEDEX

Résumé. *La cosmochronologie nucléaire est basée sur la datation radioactive en utilisant des paires d'isotopes ou d'éléments. Dans cet article nous examinons les âges de la Galaxie, que l'on peut tirer de l'analyse des météorites, du spectre d'absorption de la lumière solaire et de celle de certaines très vieilles étoiles.*

- 1) *Système solaire. Les chronomètres les plus utilisés sont les paires $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$, $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ et Th/U ou Th/Eu . L'évaluation de l'âge de la Galaxie prend en considération le mécanisme de production par processus r de ces isotopes. De plus, comme le système solaire s'est formé il y a 4,6 Ga seulement, le modèle choisi pour l'évolution chimique de la Galaxie affecte aussi le résultat.*
- 2) *Vieilles étoiles (à très faible métallicité). L'analyse des spectres d'absorption de très vieilles étoiles formées à moins de 1 Ga après la formation de la Galaxie) a permis récemment de doser le Th et l'U. Ces déterminations ne sont pas affectées par l'évolution chimique de la Galaxie.*

Nous comparons, à la lumière des mesures récentes, les âges déduits de la cosmochronologie nucléaire à ceux des modèles cosmologiques et montrons les voies nouvelles ouvertes par l'astronomie et par la physique nucléaire.

1) Début de la chronologie nucléaire et l'âge de la Terre.

Le premier calendrier, toujours en vigueur, qui a voulu cerner l'âge du monde, est le calendrier hébraïque, qui situe la création du monde à 3762 ans avant notre ère. Cette précision n'a pas satisfait les fidèles anglicans du XVII^e siècle et, se servant des généalogies de l'Ancien Testament, ont cru mieux préciser cette date importante. D'après Lightfoot (1642) la création du monde a dû avoir lieu à 9h. du matin du 17 sept. l'an 3928 avant notre ère, alors que James Ussher, archevêque anglican d'Anagh (IRL, 1650) avance cet événement à 9 h. du soir du 23 oct. l'an –4004. Dans ce qui suit, nous ne prétendons pas donner un chronométrage aussi précis.

Le siècle des Lumières voulait donner un fondement rationnel à l'âge de la Terre. Georges Louis Leclerc, comte de Buffon a supposé que la Terre a été arrachée au Soleil et elle s'est refroidie après. Il a fait de nombreuses expériences avec des boules métalliques et en argile, pour évaluer le refroidissement de la Terre, et il a publié en 1779 dans son ouvrage « Époques de la Nature » pour cet âge 75 000 ans. Bien entendu, cette valeur était difficilement compatible avec la création du monde en 6 jours, et Buffon a émis l'hypothèse que les six jours de la Bible devrait être considérés comme six époques, mais devant le tollé soulevé il a dû retirer cette « hérésie ». Buffon a bien senti l'importance de son évaluation : dans ses notes on a trouvé une évaluation de 3 millions années à peu près, résultat qui n'était pas publiable à l'époque.

Il a fallu attendre le développement des concepts thermodynamiques des mécanismes de transfert de chaleur, pour mieux aborder le problème du refroidissement de la Terre. William Thomson (lord Kelvin) est parti de l'hypothèse que la Terre est née de l'accrétion de la matière, mécanisme aujourd'hui aussi en vigueur, ce qui permet de calculer l'énergie potentielle transformée en chaleur lors de l'accrétion. Prenant en considération les courants et les modalités de transfert thermique il déduit une large fourchette : entre 20 et 200 millions d'années (1865-69). Ne connaissant pas, à cette époque, ni la structure interne du globe, ni son chauffage radioactif, cette fourchette même paraît trop basse : les géologues spécialistes de

la sédimentation et les biologistes évolutionnistes, tel Huxley, trouvèrent que 200 millions d'années seraient insuffisantes pour expliquer les évolutions observées.

En 1906 John Joly a suggéré que la désintégration radioactive, dont la période n'était pas influencée par des interactions avec l'environnement, serait un chronomètre universel et fiable. En 1912 Ernest Rutherford a mis ce principe en pratique : sachant que la désintégration radioactive de l'uranium par rayonnement produisait de l'hélium, il a dosé dans un morceau de pechblende l'uranium et l'hélium inclus, et en a déduit que ce morceau de minerai a dû se solidifier il y a au moins 700 millions d'années.

Nous allons montrer brièvement que la détermination de l'âge de la Terre ne nécessite pas trop d'hypothèses théoriques. Les mesures sont basées sur les abondances et périodes mesurées des isotopes de l'uranium et du plomb.

Uranium	Abondance (%)	$T_{1/2}$	Plomb	Abondance (%)
^{234}U	0,005	$2,5 \cdot 10^5 \text{ a}$		
^{235}U	0,72	$7,038 \cdot 10^8 \text{ a}$	\longrightarrow ^{207}Pb	22,1
^{238}U	99,28	$4,468 \cdot 10^9 \text{ a}$	\longrightarrow ^{206}Pb	24,1
			^{204}Pb	1,42
^{232}Th	100	$1,41 \cdot 10^{10} \text{ a}$	\longrightarrow ^{208}Pb	52,3

Tableau I.

Abondances, périodes et filiations des isotopes d'uranium vers le plomb.

Bien entendu, la désintégration de l'uranium vers le plomb passe par de multiples étapes, mais les périodes radioactives de ces noyaux intermédiaires sont courtes par rapport aux périodes géologiques. Il faut remarquer que ^{204}Pb n'est pas radiogénique, par contre $^{206,207,208}\text{Pb}$ sont à la fois radiogéniques et produits par le processus r (voir paragraphe 4). La désintégration rapide de ^{235}U – par rapport à ^{238}U – est une aubaine pour la datation, mais son résultat, la faible abondance de ^{235}U de nos jours, est un handicap pour l'industrie nucléaire.

Notons $^{235}\text{U} = U_5$ $^{238}\text{U} = U_8$ et à $t=0$ (accrétion de la Terre) $U_{5,0}$ et $U_{8,0}$.
Les constantes de désintégration seront $(^{235}\text{U}) = \lambda_5$, $(^{238}\text{U}) = \lambda_8$ et $=(\ln 2)/T_{1/2}$
Utilisons la même notations aussi pour les isotopes du plomb ; bien entendu $P_4 = P_{4,0}$.

Suivant le Tableau I nous pouvons écrire $U_8 = U_{8,0} \exp(-\lambda_8 t)$ $U_5 = U_{5,0} \exp(-\lambda_5 t)$
 $P_6 = P_{6,0} + U_{8,0} - U_8$ $P_7 = P_{7,0} + U_{5,0} - U_5$ $P_{7,0} + U_{5,0}$

Introduisons les rapports isotopiques $R_U = \frac{U_8}{U_5}$ et $R_P = \frac{P_6}{P_7} = \frac{P_{6,0} + U_{8,0} - U_8}{U_{7,0} + U_{5,0}}$

Il est plus facile de mesurer des rapports que des valeurs absolues. Divisons toutes les valeurs avec l'abondance de l'isotope non-radiogénique ^{204}Pb : $R_{7,0} = P_{7,0}/P_4$ $R_{6,0} = P_{6,0}/P_4$ et $M = U_8/P_4$

Avec un peu de calcul nous trouvons pour l'âge de la Terre une équation implicite, que l'on peut facilement résoudre à l'aide d'une petite calculette, si l'on connaît ses paramètres :

$$t = \frac{1}{\lambda_5} \ln \left[\frac{R_U}{R_P} \{ \exp(-\lambda_8 t) - 1 \} - \frac{R_P R_{7,0} - R_{6,0}}{M} \right] \quad (1)$$

A part la valeur de M , les autres constantes ne sont que des rapports isotopiques, qui ne sont pas affectés par des éventuelles ségrégations physico-chimiques.

Le plomb incorporé dans la Terre lors de son accréation a deux origines : production par réactions nucléaires dans les supernovae, ou la désintégration de l'uranium depuis. Comme $R_P = 1$ et il n'y a aucune raison que l'isotope impair ^{207}Pb ait été produit en quantité nettement supérieure à l'isotope pair ^{206}Pb , compte tenu de la valeur élevée de M (voir ci-après), le rapport qui figure entre les parenthèses est toujours nettement inférieure à 1 ; si, en première approximation, nous le négligeons, nous trouvons pour l'âge de la Terre $t_T = 4,9$ Ga.

La détermination expérimentale des rapports $R_{6,0}$ et $R_{7,0}$ et de M dépend du modèle géochimique adopté. Nous présentons ici un modèle simple qui donne, néanmoins, une précision acceptable.

Les météorites qui tombent sur la Terre, ont été formées à peu près en même temps, que la Terre. Dans certains de ces météorites on trouve une phase, appelée troïlite, dans lequel il y a très peu d'uranium par rapport au plomb : la composition isotopique du plomb n'a donc pas varié beaucoup dans ces phases depuis l'accréation de ces météorites. Ainsi on peut remplacer $R_{6,0}$ et $R_{7,0}$ par les rapports déterminés par l'analyse de ces échantillons (1) : $R(206/204) = 9,307$ et $R(207/204) = 10,294$. Une assez bonne valeur de M peut être obtenue par la moyenne prise sur des échantillons du manteau terrestre $M = 8$, ce qui donne pour l'âge de la Terre $t_T = 4,7$ Ga.. Les âges dérivés des modèles géochimiques plus sophistiqués convergent vers 4,55-4,57 Ga.

2) La formation de la Terre.

Connaissant les périodes de décroissance des deux isotopes $^{235,238}\text{U}$, nous trouvons que lors de la formation de la Terre ($t=0$) $1/R_U = 0,32$. Comment peut-on expliquer ce rapport ?

Les éléments légers se forment dans les étoiles par des réactions à fusion. Théoriquement ce processus peut aller jusqu'aux éléments les plus lourds, c'est-à-dire jusqu'au fer à peu près, mais les étoiles « ordinaires », comme notre soleil, ne synthétisent guère au-delà du silicium. Tous les éléments plus lourds sont produits dans les supernovae, et nous reviendront là-dessus dans le paragraphe 4. En ce qui concerne les deux isotopes de l'uranium, ils peuvent être produits directement, ou par la désintégration radioactive de transuraniens. On peut calculer les rapports chimiques et isotopiques de ces processus, et comparer les résultats des calculs aux observations au moins pour les éléments stables.

En ce qui concerne notre système solaire, deux types d'observations sont possibles : soit nous examinons le spectre d'absorption du soleil même, soit nous analysons la composition des météorites. Quelques différences existent entre ces deux observations : dans le spectre d'absorption du soleil l'hydrogène et l'hélium sont dominants alors qu'ils n'apparaissent guère dans la composition chimique des météorites ; par contre, l'analyse des météorites permet de mesurer les abondances isotopiques des éléments. Il est à remarquer que, quelques exceptions mises à part, les abondances des éléments déterminées par le spectre d'absorption solaire et par l'analyse des météorites sont en excellent accord (2).

Les abondances sont données en unités relatives : soit $^{28}\text{Si} = 10^6$, soit en unités logarithmiques de base 10 : $\log_{\text{élément}} = \log \left[\frac{N(\text{élément})}{N(H)} \right] + 12$.

Nous représentons sur la fig. 1 les abondances météoritiques des éléments à partir de la réf. 2 en unités logarithmiques.

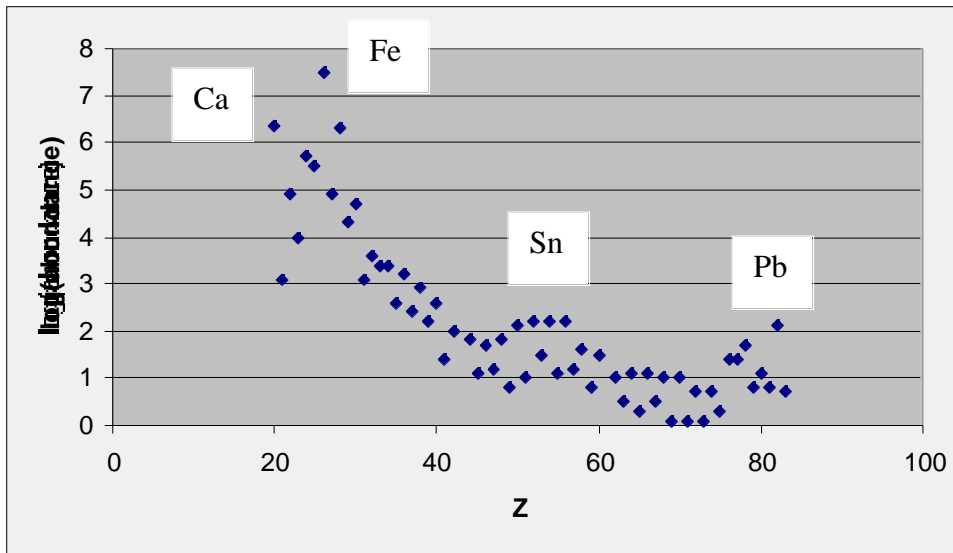


Fig. 1.

Abondance des éléments stables observée par l'analyse des météorites. L'abondance du silicium, non représentée sur la figure, est à peu près égale à celle du fer. L'oscillation pair-impair est une conséquence de la règle de stabilité nucléaire. Les 4 éléments marqués sont particulièrement stables (Nombres magiques en $Z=20, 28, 50$ et 82 .)

Les calculs ajustés sur les abondances des éléments stables indiquent que l'explosion d'une supernova II a dû fournir un rapport isotopique de l'uranium compris dans la fourchette 1,1 ($1/R_U$) 1,9, valeurs nettement plus élevées que $1/R_U=0,32$ déduite pour l'époque de la formation de la Terre. Si le système solaire s'est formé sur les cendres d'une supernova II unique, explosée à la proximité de notre système solaire actuel, cette explosion a dû avoir lieu 1,5 à 2 milliards d'années plus tôt. Peut-on supposer que l'accrétion du système solaire ait pris autant de temps ?

Lors de la production des éléments lourds, des noyaux radioactifs de périodes plus courtes à celles de $^{235,238}\text{U}$ sont produits en grande quantité, et ces radioactivités éteintes laissent leur trace dans les abondances isotopiques des éléments stables. Une de ces traces est l'anomalie isotopique du xénon, observée dans les météorites et dans l'atmosphère terrestre :

A_{Xe}	124	126	128	129	130	131	132	134	136
abondance (%)	0,10	0,09	1,91	26,4	4,1	21,2	26,9	10,4	8,9

Tableau I.

Les abondances des isotopes du xénon.

Deux anomalies sautent aux yeux : A cause de l'énergie d'appariement les isotopes pairs sont plus stables que les impairs, ils sont donc plus abondants dans la nature. Ce fait sort bien de la fig. 1. Pourtant, l'isotope de masse $A=129$ a une abondance nettement supérieure à celles de ses voisins pairs. D'autre part, les isotopes les plus éloignés de la vallée de stabilité sont aussi nettement moins abondants que ceux qui sont proches de cette vallée, en contradiction avec l'abondance de l'isotope stable le plus lourd du xénon.

^{129}Xe est le fils de ^{129}I ($T_{1/2}=1,6 \cdot 10^7$ a). D'autre part, bien que ^{136}Xe puisse provenir de la fission induite par neutrons rapides de ^{238}U , son abondance est en excès par rapport à la quantité d'uranium trouvé dans ces échantillons. Par contre, une autre radioactivité éteinte, ^{244}Pu ($T_{1/2} = 8 \cdot 10^7$ a) se décompose par fission spontanée, ce qui peut accroître l'abondance de ^{136}Xe . Comme ces deux radioactivités ont des périodes de l'ordre de quelques 10^7 ans, l'accrétion des météorites, dans lesquelles ce xénon est inclus, a dû s'effectuer avant la désintégration complète de ^{129}I et de ^{244}Pu . Dans l'échelle de temps du système solaire, les météorites et les planètes se sont formées donc quasi instantanément.

On pourrait penser à une hypothèse ad-hoc : la supernova qui a explosé il y a 4,6-5 Ga a été précédée par une autre supernova, il y a 7 Ga, mais cette hypothèse devient intenable à la lumière d'autres chronomètres nucléaires. Nous sommes donc amenés à supposer que les noyaux lourds sont produits continuellement dans la Galaxie et, ce que notre système solaire a accréé, est une moyenne de cette production, au moins dans un anneau dont le rayon est notre distance du centre de la Galaxie. Cette hypothèse est soutenue aussi par le fait que la période de la révolution du système solaire autour du centre galactique est de l'ordre de $2 \cdot 10^8$ ans. Les chronomètres nucléaires, auxquelles nous rajoutons encore ^{187}Re ($T_{1/2} = 41$ Ga) nous renseigneront sur l'âge de notre galaxie. Comme la formation des grandes galaxies a dû suivre de 1-1,5 Ga le big bang, les chronomètres nucléaires donnent une limite inférieure à l'âge de l'Univers.

3) Quelques considérations cosmologiques.

L'âge de l'Univers est liée à la constante de Hubble H , qui donne la vitesse d'expansion actuelle de l'Univers. Cette valeur a subi de nombreuses corrections depuis sa première publication. Sa récente valeur est $H = 67,4 \pm 2$ (interne) ± 6 (systématique) (km/s)/Mpc. (1 Mpc = $3,086 \cdot 10^{19}$ km). Les écarts internes et incertitudes systématiques n'étant pas corrélés, nous acceptons $67,4 \pm 8$ (km/s)/Mpc. Inverse de H est le temps de Hubble $t_H = 1/H = 14,4 \pm 1,7$ Ga.

Une constante caractérisant la densité de la masse critique Ω_M est liée à la densité moyenne actuelle de la masse dans l'Univers Ω_{M0} : $\Omega_M = \frac{8\pi G}{3H^2} \Omega_{M0}$. ($G = 6,67 \cdot 10^{-11}$ Nm²kg⁻² est la constante universelle de gravitation). Dans les modèles cosmologiques où la constante cosmologique $\Omega_\Lambda = 0$, $\Omega_M = 1$ pour sa valeur critique $\Omega_M = 1$ la densité moyenne critique correspond à la masse de 3 molécules d'hydrogène par m³.

Dans ce modèle (modèle de Friedmann) l'âge de l'Univers est $t_U = (2/3)t_H = 9,6 \pm 1,2$ Ga.

Si l'énergie du vide est prise en considération par une constante cosmologique $\Omega_\Lambda > 0$, on peut définir $\Omega_M = \Omega_M + \Omega_\Lambda$ avec $\Omega_M = \Omega_{M0} / (3H^2)$; toujours pour $\Omega_M = 1$, ce qui est justifié par des évaluations récentes $\Omega_M = 1,09 \pm 0,07$ à partir des expériences Maxima-1, Boomerang et Cobe/DMR (3), on peut trouver l'âge de l'Univers comme (4) :

$$t_U = (2/3)t_H \frac{\text{ar sinh} \sqrt{(1 - \Omega_M) / \Omega_M}}{\sqrt{1 - \Omega_M}}$$

A partir de la réf. 3 : $\Omega_M = 0,38 \pm 0,15$ et ainsi $t_U = 13,5 \pm 1,6 \pm 1,4$ Ga, où la deuxième incertitude vient de la mauvaise connaissance de Ω_M . Cette valeur est corroborée par l'âge des très vieilles étoiles des amas globulaires, que les astrophysiciens déduisent à partir de leur analyse spectroscopique.

Comme nous voyons, les âges cosmologiques dépendent des modèles cosmologiques utilisés pour l'évaluation des mesures. La cosmochronologie nucléaire offre une méthode basée sur des modèles nucléaires et astrophysiques, indépendants de la cosmologie.

4) Mécanisme de production des chronomètres nucléaires.

Comme nous avons mentionné dans le paragraphe 2, l'énergie de liaison des noyaux détermine le processus de leur production. La fusion de noyaux légers en noyaux lourds n'est exotherme que si la masse atomique du produit est < 60 ; les noyaux plus lourds sont donc produits par addition d'un grand nombre de fragments légers aux noyaux déjà existants. Or, comme les projectiles chargés positivement sont repoussés par des noyaux, l'augmentation progressive de la masse nucléaire exige l'absorption d'un grand nombre de neutrons.

Les neutrons en surnombre par rapport à la stabilité maximale rendent le noyau radioactif par émission β^- ; la vitesse de cette émission est caractérisée par sa constante de décroissance $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$. La

section efficace de l'absorption d'un nouveau neutron est $\sigma(n_v)$; elle dépend de la vitesse des neutrons. S'il y a n_v neutrons dans une unité de volume, le taux de transformation d'un noyau de masse A en A+1 sera

$$R_n = \int \sigma(v) n_v dv. \text{ Deux cas extrêmes peuvent se produire :}$$

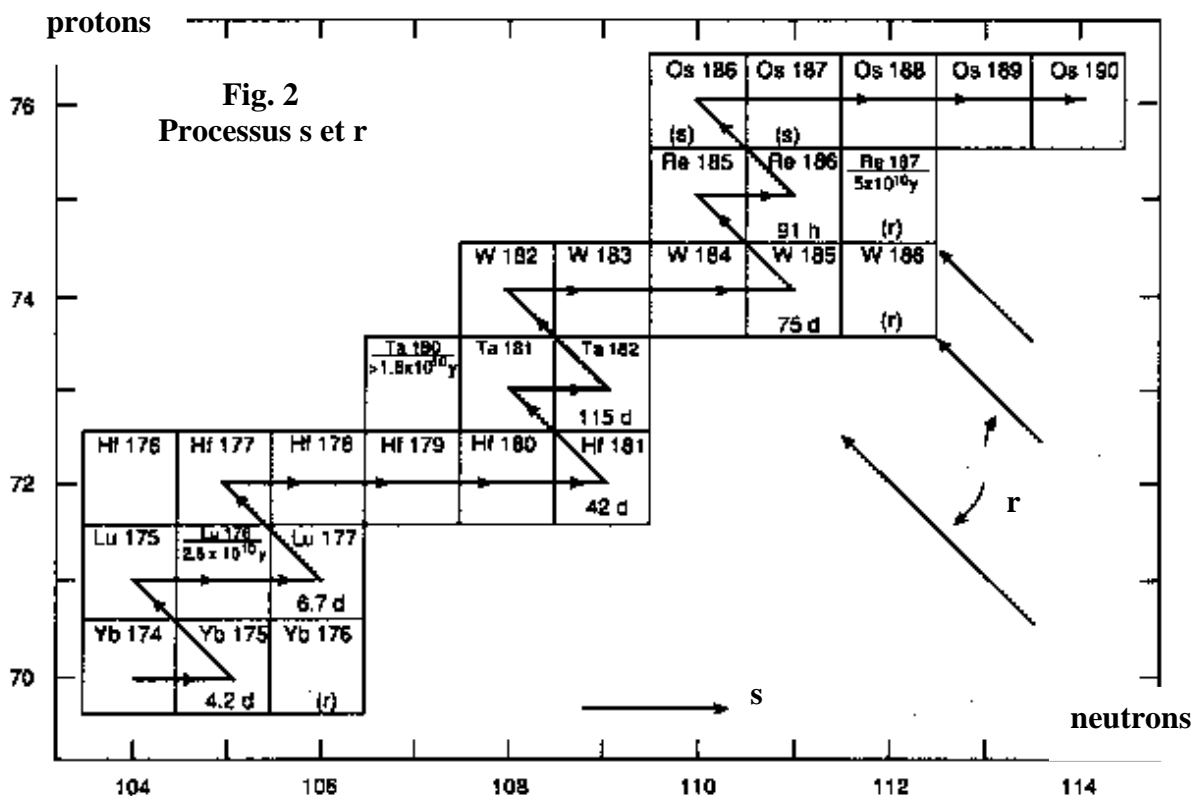
- a) $n \ll n_c$ Le noyau (Z,A) instable se transforme par radioactivité λ en (Z+1,A). Ces grand nombre de neutrons. transformations successives font évoluer la production autour de la vallée de stabilité. On appelle ce mécanisme astrophysique **processus s** (s pour « slow »=lent)
- b) $n \gg n_c$ Le noyau enrichi en neutron n'a pas le temps de se décomposer ; il absorbera successivement des nouveaux neutrons et s'éloignera beaucoup de la vallée de stabilité. Plus tard, quand ce noyau ne se trouve plus dans un milieu aussi riche en neutrons libres, des désintégrations λ successives ramèneront le noyau vers le vallée de stabilité. C'est le **processus r** (rapide). D'une façon générale, le processus r demande donc une très grande densité de neutrons libres.

On peut estimer le taux des transformations induites par des neutrons. Pour une température de $3 \cdot 10^8$ K (30 keV), la densité des neutrons libres est $n \sim 10^{20} / \text{cm}^3$ et, en supposant que la section efficace suit à peu près la loi de $1/v$, pour l'uranium, p. e. on peut estimer $10^{-21} < \sigma v < 10^{-17}$ (réf. 5), ce qui donne $0,1 < R_n < 1000/\text{s}$. Pour comparaison, la vitesse de décroissance par émission λ d'un noyau possédant 15-20 neutrons de plus au-delà de la vallée de stabilité est de l'ordre de $10 < \lambda < 100/\text{s}$.

Lors de réactions nucléaires par capture de neutrons des raies γ sont émises ; ces raies peuvent, à leur tour, induire des réactions de photo-désintégrations (γ, n). Dans l'approximation $\lambda_{\gamma} < \lambda_n$, la destruction d'un noyau (Z,A) par photo-désintégration devient plus importante que celle par désintégration λ . Un équilibre s'établit entre les réactions (n, γ) et (γ, n) tant que les désintégrations λ ne rompent pas cet équilibre.

Avec un taux de transformation Y :
$$\frac{Y(Z, A+1)}{Y(Z, A)} = \frac{\langle \sigma v n \rangle}{\lambda_{\gamma}(Z, A+1)}$$

C'est l'approximation du point d'attente : elle signifie que les isotopes les plus abondants n'évoluent pas, tant que les désintégrations λ n'interviennent pas pour rompre l'équilibre.



D'autres réactions ont aussi lieu, comme la fission induite par les neutrons, émission de neutrons retardées qui suivent une désintégration, fission spontanée pour les noyaux les plus lourds, etc. Ces processus ont leur importance dans l'établissement des abondances isotopiques, mais ne constituent pas les processus majeurs de production des noyaux lourds.

En général, le processus s domine jusqu'au baryum, et le processus r pour les noyaux les plus lourds, donc nos chronomètres nucléaires. Néanmoins, l'alternance de noyaux stables et radioactifs peut empêcher qu'un certain noyau soit produit par l'un ou l'autre des processus. Sur la fig. 2 nous montrons une partie des noyaux d'Yb à l'Os, qui a une importance dans l'évaluation du chronomètre Re-Os. On voit, que ^{187}Re , p. e., ne peut être produit que par le processus r, alors que $^{186,187}\text{Os}$ sont dus au processus s.

Un équilibre entre abondances voisines peut être atteint dans le processus s. Comme dans ce processus le nombre de photo-désintégrations (γ, n) est négligeable, le nombre de noyaux de masse atomique A ne change que par absorption de neutrons (la désintégration β^- ne change pas la masse atomique). Pour chaque paire de noyaux de masse A et A-1 on peut écrire une équation différentielle d'évolution :

$$\frac{dN_A}{dt} = -\lambda_A N_A + \lambda_{A-1} N_{A-1} \quad \text{et ces équations différentielles sont couplées avec celles des masses}$$

voisines. Si $N_A > \frac{\sigma_{A-1}}{\sigma_A} N_{A-1}$ alors $\frac{dN_A}{dt} < 0$ et si $N_A < \frac{\sigma_{A-1}}{\sigma_A} N_{A-1}$ alors $\frac{dN_A}{dt} > 0$. La conséquence, vérifiable dans la table des isotopes, est que $N_A = \frac{\sigma_{A-1}}{\sigma_A} N_{A-1}$ (Approximation locale.)

Afin d'évaluer les abondances des éléments et des isotopes, il faut disposer d'un calcul assez général de l'énergie de liaison des noyaux, du taux de désintégration λ et des sections efficaces des réactions impliquant des neutrons. Le modèle statistique de Thomas-Fermi, bien connu du modèle atomique est adapté, et l'effet de la stabilité accrue autour des couches fermées (nombres magiques) est pris en considération par une correction proposée par Strutinsky (6). Le calcul est effectué noyau par noyau et aux résultats obtenus par le processus r il faut rajouter une correction éventuelle due à la contribution du processus s. L'abondance de beaucoup de noyaux stables est augmentée due à la contribution des radio-activités des progéniteurs, qu'il faut aussi prendre en considération. Nous reviendrons dans le prochain paragraphe sur le site astrophysique de la production mais, du point de vue du calcul des abondances, ce site n'intervient que par la température stellaire, c'est-à-dire par la vitesse des neutrons, et la densité neutronique, toutes deux comprises dans la valeur de la constante η .

Pour des noyaux radioactifs entourés de noyaux stables la comparaison des abondances calculées aux abondances observées assure une fiabilité suffisante ; pour des noyaux radioactifs éloignés des noyaux stables (Th, U) les abondances calculées par des approches différentes s'écartent davantage. Nous donnons dans le Tableau II quelques exemples pour les rapports d'abondance calculés.

$^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$	$^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$	Année	Référence
1,65	1,42	1965	7
1,9	1,89	1970	8
1,7	0,89	1976	9
1,8	1,42	1977	10
1,9	1,5	1981	11
1,5	1,1	1981	12
1,4	1,24	1983	13
1,71	1,34	1986	14
1,6	1,16	1987	15

Tableau II.

Rapports de production par processus r calculés moyennant différentes approches.

5) Les supernovae et la population des étoiles.

Nous ne donnons pas ici une étude exhaustive des supernovae ; nous mentionnerons brièvement quelques types, qui interviennent dans la cosmochronologie nucléaire.

Supernovae Ia. Quand une naine blanche et une étoile géante forment une binaire, le champ de gravitation devient plus fort à la surface de la naine blanche. Sous l'action de ce champ de gravitation la matière de l'étoile géante est progressivement transférée sur l'étoile naine, dont la masse grossit aux dépens de son compagnon. Quand la masse de la première atteint la limite de Chandrasekhar ($\sim 1,4 M_{\odot}$), elle s'effondre et grâce à l'apport d'hydrogène frais la nucléosynthèse redémarre d'une façon explosive. Une quantité considérable de la masse initiale, $(0,5-0,8)M_{\odot}$ est transformée en ^{56}Ni ; celui-ci décroît avec une période de 6,1 jours en ^{56}Co , qui se transforme en ^{56}Fe avec la période de 77 jours. On retrouve dans la courbe de luminosité des supernovae Ia ces périodes. L'explosion supernova Ia est la plus importante productrice de métaux ferreux de l'Univers ; elle a lieu vers la fin de vie d'une étoile.

Population et métallicité. Les étoiles qui se trouvent dans les amas globulaires loin du disque galactique évoluent dans un milieu rare en matière. Ainsi elles sont, en général, petites et vivent long temps. Souvent leur accréation remonte au début de la formation de la Galaxie. Dans le disque les plus grandes étoiles épuisent leur combustible nucléaire plus rapidement, et après leur explosion les cendres sont récupérées par des nouvelles étoiles naissantes. La proportion de fer, mesurée en unités logarithmiques par rapport à celle du système solaire est la métallicité : $M = \log \left[\frac{(Fe/H)_{\text{étoile}}}{(Fe/H)_{\text{soleil}}} \right]$. Une extrapolation

des calculs basés sur l'évolution chimique de la Galaxie donne approximativement (15, 6) :

M	Naissance de l'étoile après la formation de la Galaxie
-1	~ 1 Ga
-2	~ 100 Ma
-3	~ 10 Ma

Nous pouvons résumer brièvement les propriétés des deux populations d'étoiles dans le tableau III.

Population d'étoiles	Âge	Localisation préférentielle dans la Galaxie	Vitesse relative km/s	Fe/H
I	jeune	dans le disque	8-10	élevé
II	vielle	amas globulaire halo	>50	faible

Des étoiles de faible métallicité se trouvent aussi dans le disque.

Tableau III.
Populations stellaires.

Supernovae II. Les étoiles très massives ayant épuisé leur combustible s'effondrent, car la pression de radiation n'arrive plus maintenir l'équilibre contre la gravitation. Contrairement à la supernova Ia, dont la source d'énergie est la nucléosynthèse, ici c'est l'effondrement gravitationnel qui fournit l'énergie. A la fin de l'effondrement la densité du cœur de la supernova dépasse la densité de la matière nucléaire, et la densité des neutrons libres devient aussi très importante (voir paragraphe 4). L'effondrement est suivi par une détente et la dispersion d'une partie des noyaux nouveaux produits. ^{56}Ni est aussi synthétisé, mais en quantité moindre que dans une SN Ia. La production de noyaux lourds est largement supérieure à la quantité dispersée et les abondances relatives paraissent ne pas dépendre de la métallicité initiale de l'étoile (voir fig. 3).

Il y a d'autres mécanismes stellaires qui peuvent produire de noyaux lourds, comme p. e. la désintégration d'une étoile à neutrons sous l'effet de la gravitation d'un trou noir. Lors de la décom-

position de l'étoile à neutrons des noyaux lourds peuvent se former, mais on n'a pas encore retrouvé par le calcul les abondances relatives observées et une efficacité de production suffisante non plus.

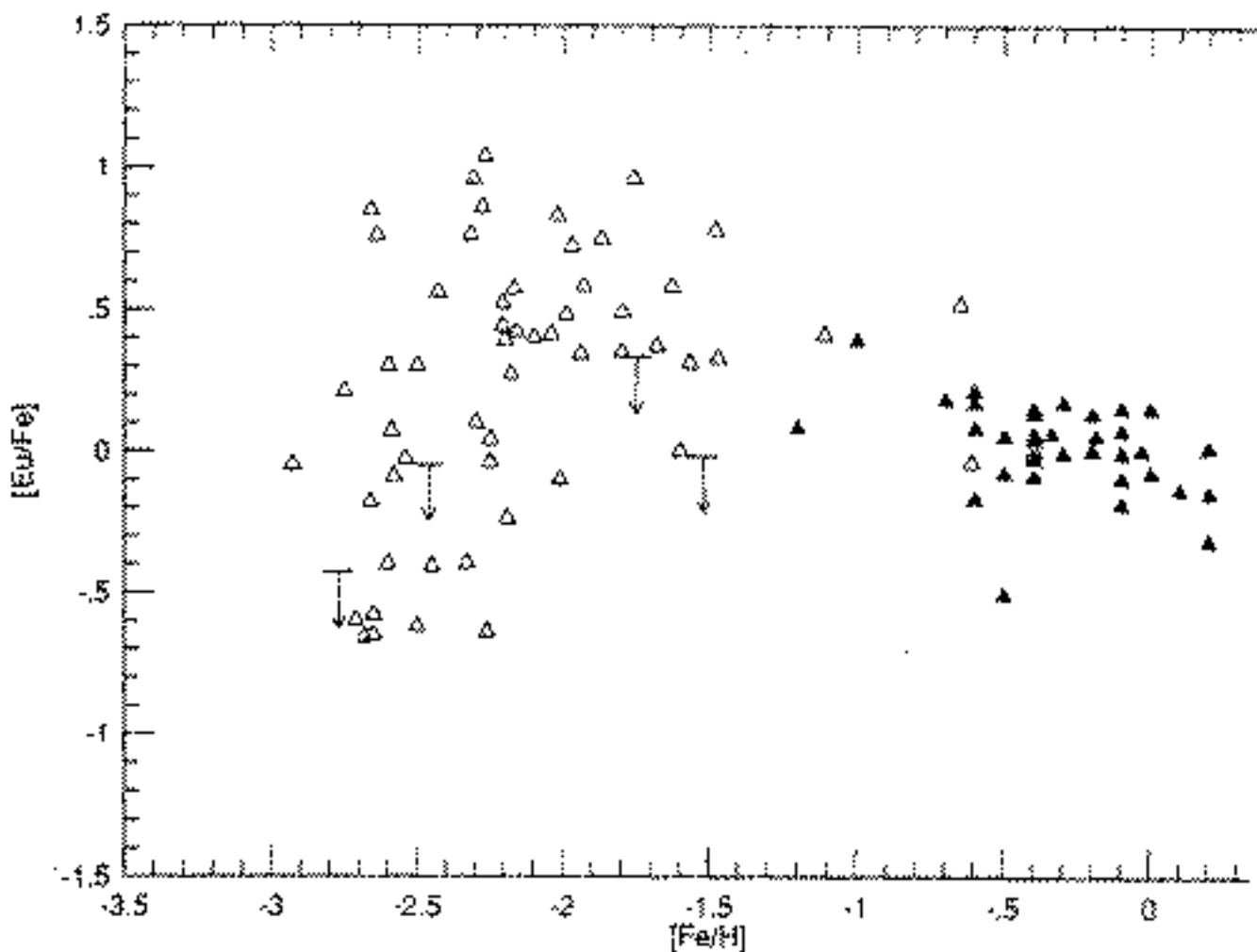


Fig. 3.

La proportion de l'euporium, un noyau produit par le processus r, en fonction de la métallicité. (Réf. 5)
Les mesures ont été effectuées par spectre d'absorption optique.

Triangles blancs : population II du halo.

Triangles noirs : population I du disque galactique.

Malgré la dispersion des mesures sur des étoiles de population II, la proportion de l'euporium par rapport au fer ne semble pas dépendre de la métallicité de l'étoile. Cette distribution est en accord avec l'hypothèse que le site astrophysique du processus r est le cœur des SN II.

6) L'évolution chimique et premières estimations de l'âge de la Galaxie.

Nous essayons de modéliser l'hypothèse émise dans le paragraphe 2, en supposant une production ininterrompue d'éléments dans la Galaxie. Soient

$M(t)$: la quantité de gaz dans le disque galactique et $\dot{M}(t) = \frac{dM(t)}{dt}$

$G(t)$: la quantité de gaz entrant dans les étoiles par unité de temps

R : la fraction de la matière éjectée par les étoiles

E : la quantité de matière entrant du halo dans le disque par unité de temps

s : la quantité de gaz sortant du disque vers le halo par unité de temps

On peut écrire l'équation d'évolution suivante :

$$\dot{M}^*(t) = -G(t) + RG(t) + E - s \quad (2)$$

Hypothèse 1. (implicite) : $M(t)$ et $RG(t)$ sont pris en même temps, ce qui signifie un recyclage immédiat. Cette hypothèse n'est valable que si la durée de vie de l'étoile, qui produit les éléments par le processus r est très courte par rapport aux temps galactiques. Comme ce processus a lieu dans les SN II, qui est la phase finale des étoiles très lourdes de durées de vie de l'ordre de 100 Ma seulement, l'hypothèse est justifiée.

Hypothèse 2. : La quantité de gaz entrant dans les étoiles est proportionnelle à la quantité de gaz dans le disque : $G(t) = M(t)$, d'où

$$\dot{M}^*(t) = -M(t) (1-R) + E - s \quad (3)$$

Hypothèse 3. : Dans les équations (2) et (3) impliquent que M ne dépend pas de la distance du centre galactique. C'est faux, ce qui signifie que le calcul ne sera valable que localement, c'est à dire à une distance donnée du centre galactique.

L'équation différentielle (3) est linéaire et inhomogène. avec $\lambda = (1-R)$

$$M(t) = M(0)\exp(-\lambda t) + (E-s)/\lambda$$

En réalité λ const. mais $\lambda = \lambda(t)$, et la solution de l'équation différentielle est donc plus difficile. Pratiquement on remplace cette dépendance temporelle par une valeur efficace de λ_G , que l'on détermine à partir des mesures.

On peut écrire une équation similaire pour le nombre N_A de chaque nuclide de masse A

$$\dot{N}_A = -\lambda_A N_A + P_A G(t) - \lambda_A N_A + (\text{échange avec le halo}) \quad (4)$$

où P_A joue le même rôle pour le nuclide A que R dans l'équation (2). L'échange avec le halo est, de fait, un peu compliqué car, comme le tableau III et la fig. 3 le montrent, la métallicité du halo est inférieure à celle du disque, donc les noyaux entrant et sortant du disque n'ont pas la même masse A .

La solution mathématique de l'équation (4) contient un terme initial $N_A(0)$. Comme nous avons supposé que les éléments lourds étaient produits par les supernovae qui, elles, explosèrent après la formation de la Galaxie, il faudrait logiquement admettre que $N_A(0) = 0$. Ainsi nous nous trouvons en contradiction avec les observations des abondances des étoiles les plus anciennes (de plus faible métallicité) et, de toutes façons, même les ajustements sur les abondances solaires deviennent contradictoires.

D'où viennent ces noyaux lourds au début de la formation de la Galaxie ? Une des hypothèses est qu'au début de l'accumulation des gaz qui allait devenir la Galaxie, une grande quantité s'est condensée en une gigantesque formation qui a explosé dans un « Big Flash » 10^8 à 10^9 ans après le début de la naissance de la Galaxie. On peut émettre une autre hypothèse, basée sur des calculs de stabilité des étoiles super-massives (entre 120 et 500 fois la masse solaire), formées au début de la formation de la Galaxie (peut être même avant) et qui ne contenaient pas d'éléments lourds (16). Ces étoiles, dont la durée de vie était de quelques Ma, ont parfois terminé leurs vies en supernovae ensemençant la galaxie en formation de noyaux lourds. On prend phénoménologiquement en considération ces noyaux « prégalactiques » en assignant dans les abondances solaires ou météoritiques (donc à l'époque de la formation du système solaire) une proportion S_0 identique pour chaque nuclide. Il faut donc déterminer 3 constantes λ_G , S_0 et l'âge de la Galaxie t_G .

En principe, 3 paires de chronomètres nucléaires de processus r devraient suffire pour déterminer les 3 constantes : $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$, $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ et $^{187}\text{Re}/^{187}\text{O}$. En fait, le chronomètre Re/Os présente des difficultés, qui n'ont été étudiées que récemment. On a donc essayé de faire des hypothèses sur S_0 ou λ_G afin de déterminer t_G . Selon une hypothèse fréquemment admise on suppose que le taux de synthèse des noyaux ne varie pas au cours de l'existence de la Galaxie ($\lambda_G = 0$), ce qui implique, suivant la deuxième hypothèse, que le gaz galactique astré est compensé par le gaz entrant du halo dans le disque ; certains

ajustements exigent même une valeur de γ_G faiblement négative. Nous résumons dans le tableau IV quelques déterminations. Il faut rajouter aux âges déterminés ainsi le temps passé entre $t=0$ et la première explosion SN II, c'est-à-dire le temps du flash initial, peut être 0,5 à 1 Ga.

Rapports calculés à $t=0$		S_0	γ_G	t_G	Auteur	Référence
$^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$	$^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$		Ga^{-1}	Ga		
1,42	1,8		4 paramètres	12 ± 3	Fowler (1978)	10
1,34	1,71		0	$10 \pm 1,6$	Fowler et Meisl (1986)	14
1,16	1,6	0,1-0,3	$-(0,15-0,2)$	$(12,4-14,7) \pm 2$	Cowan (1987)	15

Tableau IV.

Quelques âges de la Galaxie déduits à partir des chronomètres uranium et thorium.

Le problème principal est le manque de fiabilité des données entrées dans le calcul et l'incertitude sur la connaissance de l'évolution chimique. Une modélisation effectuée par Yokoi et al. (17) montre que l'accord entre les rapports d'abondances des paires de chronomètres observés et calculés dépend beaucoup plus des modèles utilisés pour calculer les abondances que de l'âge de la galaxie, alors que le but est justement l'évaluation de cet âge.

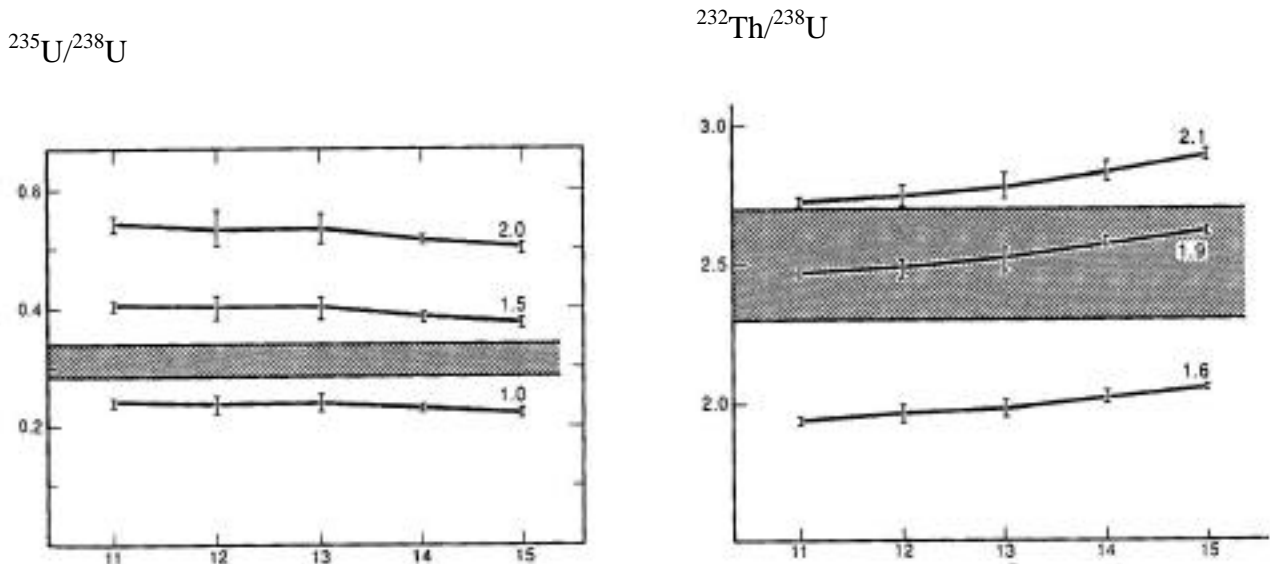


Fig. 4

En ordonnées : rapports des paires de chronomètres à l'époque de la formation du système solaire.

La surface hachurée représente les limites expérimentales.

Les lignes en trait plein représentent les rapports calculés pour la même époque. Les barres verticales représentent les incertitudes du modèle de l'évolution chimique de la Galaxie. Les paramètres figurant sur les courbes sont les rapports de production par processus r.

La fig. 4 (réf. 17) montre la faible sensibilité du chronomètre U sur l'âge de la Galaxie (abscisse).

Deux nouvelles voies prometteuses sont actuellement en développement : améliorer la précision d'une troisième paire de chronomètres et trouver une méthode indépendante de la connaissance de l'évolution chimique de la Galaxie.

7) Le chronomètre $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$. Dans des conditions de laboratoire la désintégration de ^{187}Re laisse l'électron émis dans un état libre et un atome de ^{187}Os une fois ionisé. Le schéma énergétique de désintégration est représenté dans la partie inférieure de la fig. 5. La très petite énergie de désintégration (2,66 keV) et la nature de la transition

$5/2^+$ $1/2^-$ font que la période de la décroissance est très élevée : $T_{1/2} = 43,5$ Ga.

Suivant l'évolution chimique de la Galaxie, le rhénium que nous retrouvons dans les météorites du système solaire, a été incorporé, puis à nouveau éjecté par d'autres supernovae, jusqu'à ce qu'il se retrouve dans la météorite. Dans ces étoiles il a été soumis à des températures de $(0,5-1) \cdot 10^8$ K. Or, 10^4 K 1 eV, et il est possible que quelques atomes de rhénium soient complètement ionisés dans l'étoile. La partie supérieure de la fig. 5. montre les niveaux d'énergie dans cet état ionisé. La désintégration de ce Re ionisé peut conduire à l'état nucléaire fondamental et au premier niveau nucléaire excité de $^{187}\text{Os}(75^+,K)$ et au premier niveau nucléaire excité de $^{187}\text{Os}(75^+,L)$. L'énergie de la transition récupère une partie de l'énergie de liaison électronique et, de plus, le changement de spin $5/2^+ \rightarrow 3/2^-$ vers l'état excité favorise aussi la désintégration. La période de $^{187}\text{Re}(75^+)$ est estimée à 14 a. La très longue durée de vie de ^{187}Re peut être donc raccourcie pendant que ^{187}Re est à l'intérieur des étoiles.

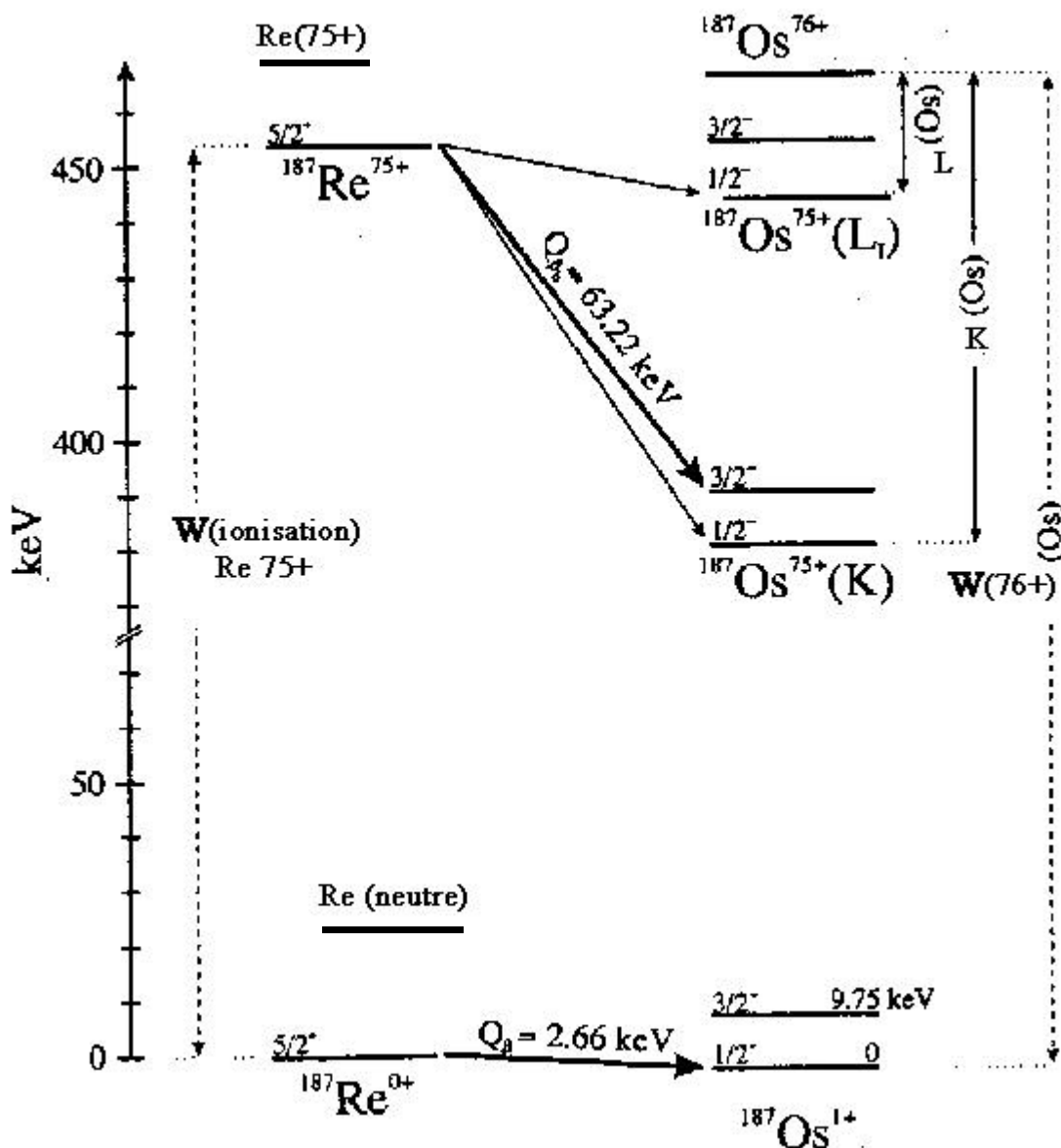


Fig. 5.

Schéma de décroissance de ^{187}Re neutre (en bas) et complètement ionisé (en haut). Les transitions possibles sont montrées par des flèches (18).

La période a été mesurée à Darmstadt ; un faisceau de ^{187}Re 50 fois ionisé a été injecté dans le synchrotron à ions lourds, accéléré à une énergie de 374A (MeV) (A est la masse atomique), puis ces ions ont été complètement ionisés ($75+$) passant par une feuille de cuivre. Ce faisceau, injecté dans un anneau de stockage se désintérait avec sa période (à déterminer), et les produits de désintégrations ont donné de

$^{187}\text{Os}(75+)$, qui circulait dans l'anneau à la même vitesse que ^{187}Re . (En 5 heures quelques centaines d'atomes d'osmium produits à partir de 10^8 atomes de rhénium.) Afin de séparer les quelques atomes d'osmium de la grosse quantité de rhénium, on a fait passer ce faisceau à travers un faisceau gazeux, qui a enlevé à l'osmium son dernier électron, et a augmenté par le même sa fréquence cyclotronique. Les ions sont passés entre deux plaques de condensateur électriques, et ont induit ainsi lors de chaque passage un signal électrique (fig. 6).

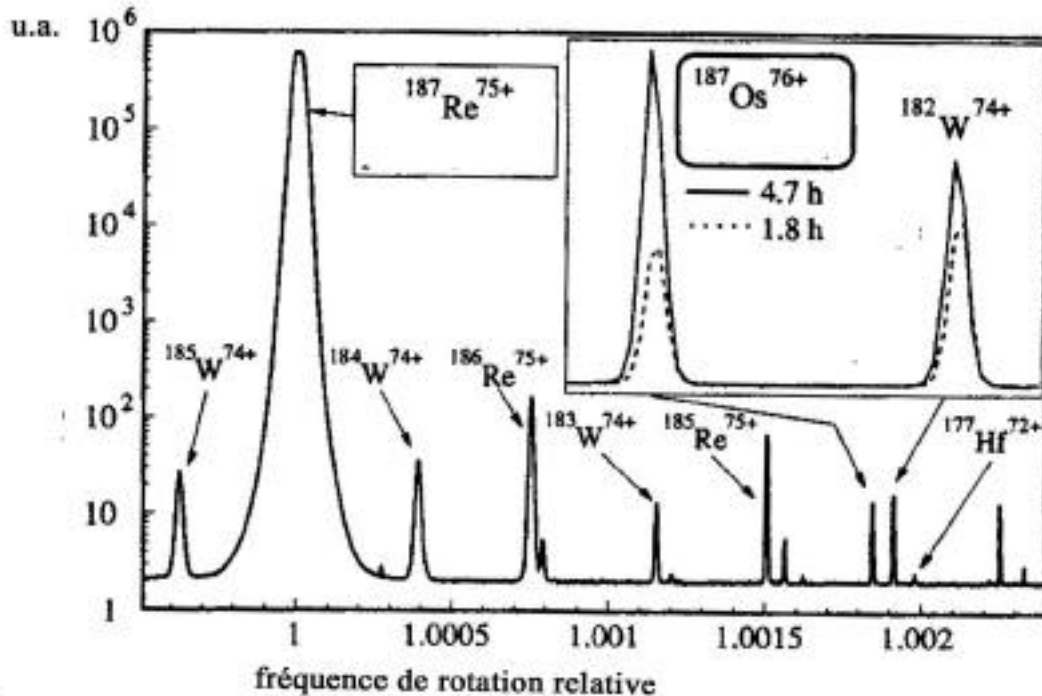


Fig. 6.

Signal électrique induit par le passage du faisceau ionisé entre les plaques d'un condensateur (réf 18). L'augmentation du signal dû au passage des ions $^{187}\text{Os}(76+)$ est une preuve de l'accumulation du produit de désintégration de ^{187}Re . Les signaux correspondant à deux temps de stockage, (1,8 h et 4,7 h) sont marqués sur la figure. Le faisceau contient aussi des atomes parasites, mais leur nombre n'augmente pas dans le temps.

L'amplitude du signal de $^{187}\text{Os}(76+)$ permet d'évaluer la période de décroissance de ^{187}Re complètement ionisé : $T_{1/2} = 32,9 \pm 2$ a. Nous n'entrons pas ici dans les détails de très nombreuses vérifications, qui ont permis de se débarrasser des effets parasites indésirables.

Quelle est maintenant la période effective de la transformation $^{187}\text{Re} \rightarrow ^{187}\text{Os}$? La part de désintégration de $^{187}\text{Re} \rightarrow ^{187}\text{Os}(9,75 \text{ keV})$ dépend de la proportion de noyaux $^{187}\text{Re}(75+)$, donc de la température de l'étoile. Malheureusement, comme le montre la fig.5, la capture d'électron de $^{187}\text{Os}(76+)$ devient aussi possible : faute de posséder un électron lié dans une couche atomique, l'osmium peut capturer un électron libre dans le plasma de l'étoile, dont la probabilité dépend des conditions stellaires. On est à nouveau confronté au problème : l'évaluation de l'âge de la Galaxie dépend des modèles de l'évolution stellaire et chimique galactique. Un résultat préliminaire de ces évaluations a été présenté au congrès de Bologne sur la Physique Nucléaire à la Fin du Siècle (19) : $t_G = 15 \pm 2$ Ga.

Les problèmes ne sont pas tous résolus ! L'osmium contient plusieurs isotopes stables et, même ^{187}Os peut avoir deux origines : le processus s dans les SN II et la désintégration de ^{187}Re . De plus, comme la fig. 2 montre, le processus s produit ^{187}Re à partir de l'isotope $A=186$ et le détruit par capture de neutron en le transformant en ^{188}Os . La bonne connaissance de l'abondance non-radiogénique de l'isotope 187 étant indispensable pour l'évaluation (voir le problème U-Pb dans le paragraphe 1), il faut déterminer la

variation de la section efficace de la capture de neutrons sur les isotopes d'osmium en fonction de leur vitesse (donc de la température stellaire). Notons le rapport des sections efficaces de capture de neutrons

$$R = \frac{\sigma(186)}{\sigma(187)}$$

; A. Mengoni a montré (20) que, sous les conditions admises dans les étoiles, la variation de

ce rapport amène à un glissement de l'âge déduit du chronomètre Re-Os de $\frac{dt_G}{dR} = -22,5 \text{ Ga}$; or, des

calculs des sections efficaces indiquent qu'un écart de $dR \approx 0,1$ est parfaitement possible. Le nouveau spectromètre de neutrons par temps de vol installé auprès de l'accélérateur PS du CERN rend la mesure des sections efficaces en fonction de la vitesse des neutrons possible, et elle est déjà programmée. En attendant, l'incertitude du temps galactique donnée par Kienle devrait être augmentée : $t_G = 15 \pm 3 \text{ Ga}$.

8) L'âge des étoiles à faible métallicité.

Nous avons déjà mentionné que les incertitudes rencontrées dans le choix du modèle de l'évolution chimique de la Galaxie pèsent lourdement dans les incertitudes de la détermination de l'âge de la Galaxie. Le progrès accompli dans la spectrométrie à travers les nouveaux très grands télescopes astronomiques permettent d'analyser le spectre d'absorption d'étoiles de luminosité faible. Les étoiles de faible métallicité ($-2 > M > -3$) sont très vieilles, et de faible luminosité. En dehors de leur âge, elles présentent

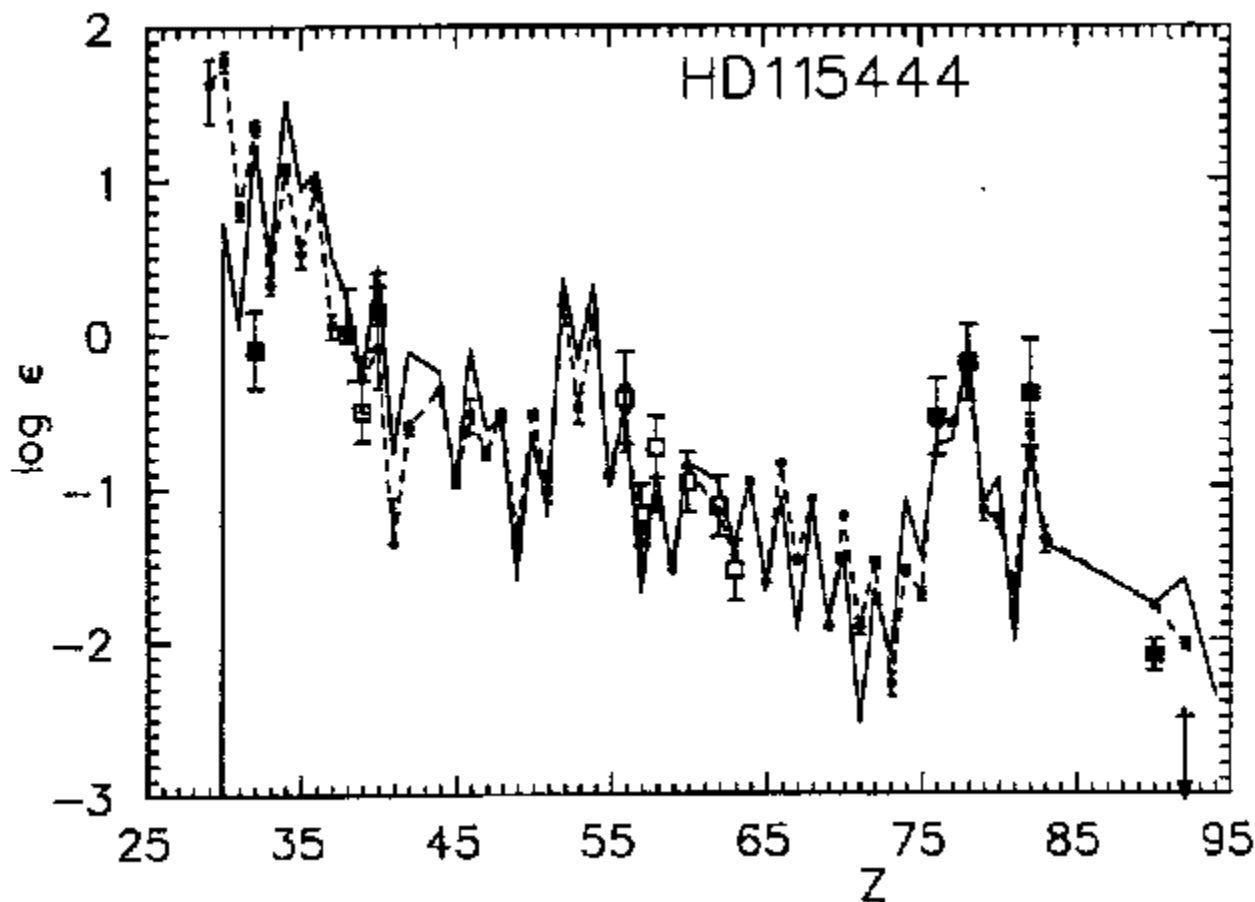


Fig. 7.

Abondances des éléments dans une étoile à métallicité $M=-2,7$ (réf. 6).

■ Télescope spatial Hubble □ McDonald (2,7 m), Keck I HIRES

———— calculé processus r - - - - - Système solaire r (contribution s soustraite)

Les abondances r du système solaire et de l'étoile sont normalisées pour $Z > 56$, pour tenir compte de la différence des métallicités.

La flèche à $Z=92$ indique une limite supérieure pour $\log \epsilon$ de l'uranium.

un autre avantage : contrairement aux étoiles de population I, 100 à 1000 fois plus riches en fer, pour lesquelles les raies d'absorption du fer masquent beaucoup de raies faibles, en particulier celle de l'uranium, on peut espérer utiliser ces raies pour la chronologie.

Dans la fig. 7 nous comparons les abondances relatives calculées des éléments produits par le processus r, aux abondances météoritiques du système solaire (après soustraction de la contribution du processus s) et aux récentes observations spectroscopiques de l'étoile HD115444, très pauvre en fer ($M = -2,7$). L'accord entre les trois ensembles des données est très bon, excepté l'absence d'observation de l'uranium (voir plus bas).

Dans le tableau V. nous donnons pour trois étoiles de faible métallicité les abondances relatives mesurées par spectroscopie d'absorption.

Étoile	M	Longueur d'onde (nm)	Abondances relatives (log)			
			Th(4019)	Th(4086)	U(3860)	Eu(4129,4205)
HD 115444	- 2,7		- 2,1	< - 2,2	< - 2,5	- 1,5
CS 22892-052	- 3,1		- 1,6	- 0,9
HD 122563	~ - 2,7		< - 3,1	- 2,6

Tableau V.

Abondances relatives mesurées par spectroscopie d'absorption du spectre de trois étoiles à faible métallicité (6).

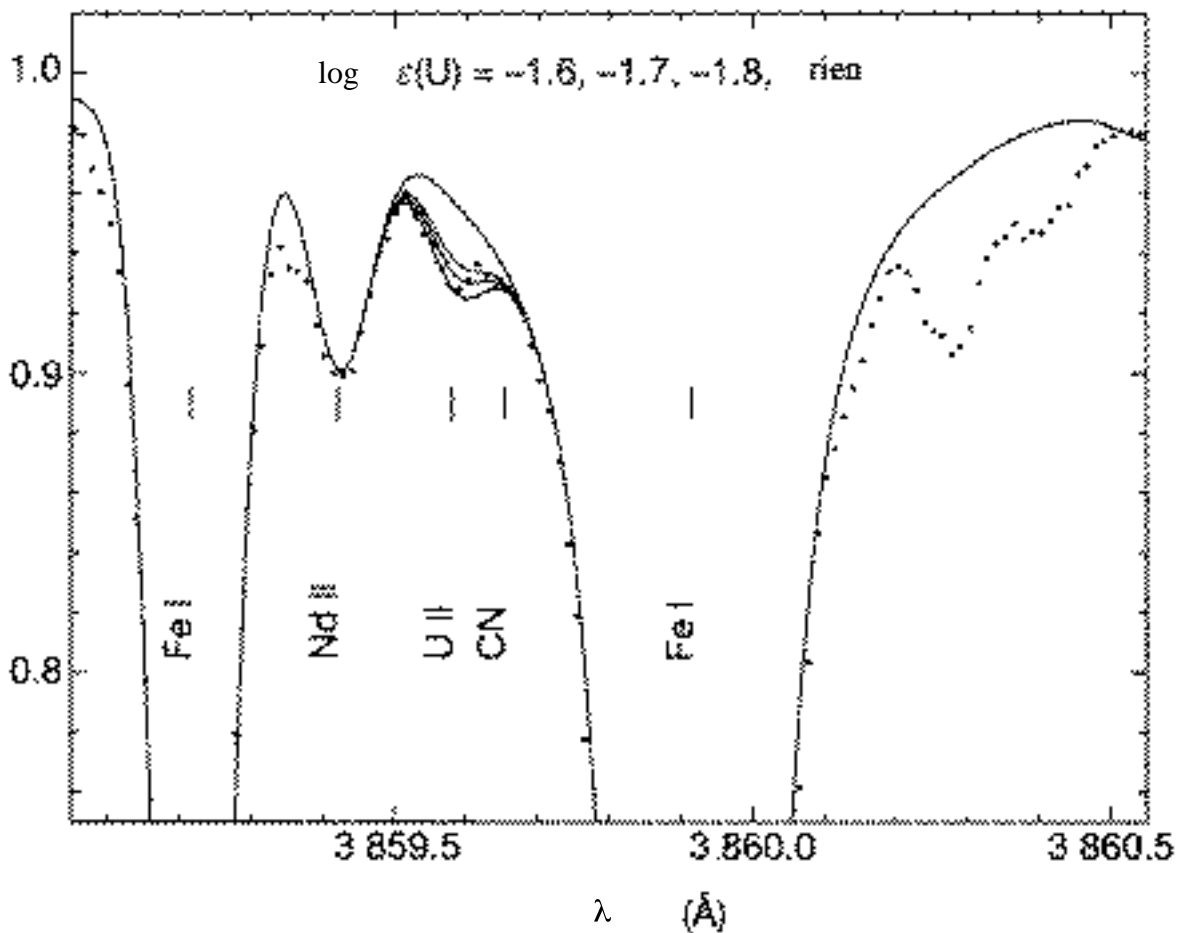


Fig. 8.

Spectre d'absorption de l'étoile CS 31082-001. Indice I et II : ligne atomique et une fois ionisée.

Spectre calculé pour différentes abondances d'uranium. Spectre mesuré. (1 Å = 0,1 nm) (21)

On voit que seul le chronomètre Th/Eu est évaluable, et seulement pour les deux premières étoiles. Le rapport Th/Eu mesuré est $0,23 \pm 5$, celle calculé pour le processus r à $t=0$ est 0,48 ; avec la période bien connue de ^{232}Th nous obtenons donc : $t_G = 15 \pm 4$ Ga. L'écart expérimental est dû à la précision de la mesure de l'abondance et ce résultat ne dépend plus du modèle d'évolution chimique de la Galaxie.

Il est regrettable que l'uranium n'ait pas pu être mis en évidence dans la mesure précédente : la raison en est que le gaz entourant les étoiles contient souvent des fragments moléculaires, dont les raies d'absorption masquent d'autres raies, plus faibles. Sur la fig. 8 nous montrons un spectre d'absorption, dans lequel l'équipe, en partie française, travaillant à l'observatoire européen de l'hémisphère Sud (ESO) a eu plus de chance. On voit que même dans cette mesure, la ligne d'absorption du fragment CN gêne considérablement l'évaluation (réf 21). L'abondance dérivée de la mesure est $\log(\text{U}/\text{H}) = -13,7 \pm 0,14 \pm 0,12$. Comme l'évaluation des rapports d'éléments proches est toujours plus précise que l'abondance par rapport à l'hydrogène, l'âge de cette étoile de métallicité $M \sim -3$ est évaluée suivant le tableau VI. Le rapport de production de ces éléments à $t=0$ est pris du même calcul que pour la détermination précédente (réf 20)

Paire d éléments	log (rapport de production)	log (rapport mesuré)	Âge déduit (Ga)
U/Th	-0,255	-0,74±0,15	10,6±3,3
U/Os	-1,27	-2,19±0,18	13,6±2,7
U/Ir	-1,30	-2,10±0,17	11,8±2,5
		Adopté par les auteurs :	12,5±3

Tableau VI.

Évaluation de l'âge de l'étoile CS 31082-001 à partir de la ligne d'absorption de l'uranium ionisé.

Il y a encore des incertitudes dans ces déterminations : différents calculs de production des éléments lourds par le processus r ne sont pas en accord. P. e. pour le rapport $\log(\text{U}/\text{Th})$ un autre calcul donne $-0,1$ et cette valeur change l'âge évalué à partir du rapport U/TH de 10,6 à 14 Ga.

Ces deux mesures donnent l'âge de l'étoile, et non pas celui de la Galaxie. Le modèle de l'évolution chimique de la Galaxie intervient dans la relation âge-métallicité des étoiles concernées, donc dans l'estimation de délai entre la formation de la Galaxie et celle de l'étoile mais, compte tenu de l'âge de ces étoiles, même si les estimations sont imprécises, ces délais sont petits par rapport à l'incertitude actuelle des évaluations de l'âge. Nous pouvons donc admettre que l'âge de la Galaxie n'est que de quelques dixièmes de Ga supérieur aux âges des étoiles à très faible métallicité.

9. Conclusions.

La cosmochronologie nucléaire permet d'approcher les âges de la Galaxie ou ceux des étoiles très vieilles par la mesure de l'abondance des noyaux radioactifs dans notre système solaire ou dans le spectre d'absorption des étoiles de population II. Ces évaluations utilisent des modèles théoriques autres que celles qui interviennent dans la cosmologie.

Toutes les évaluations sont basées sur les calculs de la production des noyaux lourds dans le processus r. La plus grande difficulté de ces calculs est la nécessité d'évaluer simultanément la production d'un grand nombre de noyaux, ce qui rend l'usage des modèles nucléaires microscopiques difficile.

Comme notre système solaire est jeune devant l'âge de la Galaxie, les évaluations basées sur les abondances du système solaire (spectre d'absorption du soleil, abondances météoritiques) passent par un

modèle d'évolution chimique de la Galaxie. Jusqu'ici il n'était pas possible d'utiliser toutes les paires de chronomètres nucléaires avec le même ensemble de paramètres. Les avancées récentes dans la connaissance des modes de désintégration et des sections efficaces de l'absorption des neutrons dans les conditions à l'intérieur d'une étoile permettront peut être résoudre cette difficulté. L'âge de la Galaxie établie est entre 12 et 15 Ga, augmenté peut être d'un Ga supplémentaire, avec une incertitude de 3 Ga environ.

Avec les très grands télescopes récents on peut mesurer les abondances des éléments lourds dans les étoiles très vieilles, de faible luminosité. L'âge de ces étoiles est à peine inférieure à celle de la Galaxie, ce qui rend l'évaluation indépendante d'un modèle d'évolution chimique de la Galaxie. Les quelques mesures de ce type sont très prometteuses : les âges obtenus sont dans la même fourchette, que ceux déduits à partir du système solaire.

La formation des galaxies a dû commencer 1-2 Ga à peu près après le Big Bang. Il est rassurant de constater que la cosmochronologie nucléaire fournit d'ores et déjà à peu près les mêmes âges pour la Galaxie que les considérations cosmologiques sur l'âge de l'Univers, compte tenu de la précision de la détermination de l'une comme et de l'autre. On peut espérer que les développements à venir permettront de mieux préciser les délais entre le big bang et la formation de notre Galaxie. Nous résumons la chronologie approximative de l'univers dans la fig. 9.

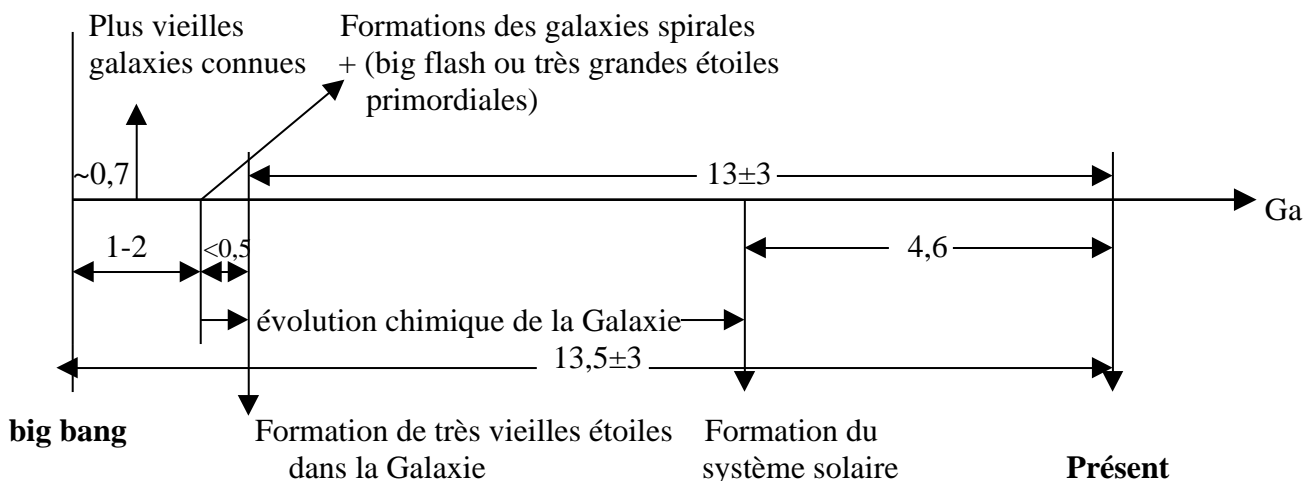


Fig. 9
Chronologie approximative de l'univers.

Références.

- 1) Ph. Vidal : Géochimie. (Dunod, Paris, 1998)
- 2) E. Anders et N. Grevesse : *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **53** (1989) 197-214
- 3) A. H. Jaffe et al. : *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 3475-3479
- 4) S. M. Carroll et W. H. Press : *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **30** (1992) 499-542
- 5) J. J. Cowan, F. K. Thielemann et J. W. Truran : *Phys. Rept.*, **208** (1991) 267-394
- 6) J. J. Cowan et al. : *Astrophys. J.*, **521** (1999) 194-205
- 7) P. A. Seeger, W. A. Fowler et D. D. Clayton : *Astrophys. J. Suppl.* **11** (1965) 121
- 8) P. A. Seeger et D. N. Schramm : *Astrophys. J.* **160** (1970) L157
- 9) C. O. Wene et S. A. E. Johansson : *Proc. 3. Int. Conf. on Nuclei Far from Stability*, CERN 76-13
- 10) W. A. Fowler : *Proc. 21. Wech Conf. Chem. Res.* p. 61 (1978)
- 11) E. M. D. Symbalisty et Schramm D. N. : *Rept. Prog. Phys.* **44** (1981) 293
- 12) J. Krumlinde et al. : *Proc. 4. Int. Conf. on Nuclei Far from Stability*, CERN 81-19 p. 260
- 13) F. K. Thielemann, J. Metzinger et H. V. Klapdor : *Zs. Phys. A* **309** (1983) 301

- 14) W. A. Fowler et C. C. Meisl : dans *Cosmological Processes* (VNU Press, 1986) p. 83
- 15) C. Chiappini, F. Matteucci et R. Gratton : *Astrophys. J.* **477** (1997) 765-780
- 16) I. Baraffe, A. Heger et S. E. Woosely : *Astrophys. J.* **550** (2001) 890-896
- 17) K. Yokoi, K. Takahashi et M. Arnould : *Astron. Astrophys.* **117** (1983) 65
- 18) F. Bosch et al. : *Phys. Rev. Let.* **77** (1996) 5190-5193
- 19) P. Kienle, Proc. Bologna 2000, D-15, World. Sci. Publ. (à paraître)
- 20) A. Mengoni, CERN 2000-40, INTC/P125 (02.11.2000)
- 21) R. Cayrel et al. : *Nature* **409** (2001) 691-692